

# **Entwicklung und Charakterisierung einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle mit integriertem Sputtermagnetron für die Erzeugung intensiver Ströme einfach geladener Aluminiumionen**

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
der Technischen Universität Dresden

von

Dipl.-Phys. Tim Weichsel

geboren am 09.03.1987 in Lichtenstein

Eingereicht am 22.12.2015

Verteidigt am 28.04.2016

Diese Dissertation wurde von Oktober 2012 bis Dezember 2015 am Fraunhofer-Institut für Organische Elektronik, Elektronenstrahl- und Plasmatechnik FEP angefertigt.

1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender
2. Gutachter: Prof. Dr. Andrzej Warczak

## Kurzfassung

Es wurde eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle mit einer Mikrowellenfrequenz von 2,45 GHz für die Produktion intensiver Ströme einfach geladener Metallionen entwickelt. Deren Beladung mit Metaldampf erfolgt über ein integriertes zylindrisches Sputtermagnetron, welches speziell für diese Aufgabe entworfen wurde. Die entstandene *MECRIS*, engl. **M**agnetron **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **I**on **S**ource, vereinigt die ECR-Ionenquellentechnologie mit der Magnetron-Sputtertechnologie auf bisher einzigartige Weise und verkörpert so ein neues Metallionen-Quellenkonzept. Unter Verwendung eines Al-Sputtertargets konnte die Funktionsfähigkeit der MECRIS an dem Beispiel der  $\text{Al}^+$ -Ionenerzeugung erfolgreich demonstriert werden. Der extrahierbare  $\text{Al}^+$ -Ionenstrom wurde über einen neuartigen, im Rahmen der Arbeit entwickelten, Hochstrom-Faraday-Cup gemessen.

Auf Basis numerischer Berechnungen wurde das Gesamtmagnetfeld so ausgelegt, dass die Permanentmagnete des Magnetrons und die Spulen der ECR-Quelle eine Minimum- $B$ -Struktur erzeugen, welche einen effektiven Elektroneneinschluss nach dem magnetischen Spiegelprinzip ermöglicht. Gleichzeitig wird durch eine geschlossene ECR-Fläche, mit der magnetischen Resonanzflussdichte von 87,5 mT, eine optimale Heizung der Plasmaelektronen realisiert. Die mithilfe einer Doppel-Langmuir-Sonde gemessene Elektronentemperatur steigt in Richtung Quellenmitte an und beträgt maximal 11 eV. Geheizte Elektronen erlauben die effiziente Stoßionisation der Al-Atome, welche mit einer Rate von über  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s eingespeist werden und eine höchstmögliche Dichte von  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  aufweisen.

Die MECRIS erzeugt hauptsächlich einfach geladene Ionen des gesputterten Materials ( $\text{Al}^+$ ) und des Prozessgases ( $\text{Ar}^+$ ). Der  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom ist über die Erhöhung der Prozessparameter Sputterleistung, Mikrowellenleistung, Spulenstrom und Extraktionsspannung um eine Größenordnung bis auf maximal  $135 \mu\text{A}$  steigerbar, was einer Stromdichte von  $270 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  über die Extraktionsfläche von rund  $0,5 \text{ cm}^2$  entspricht. Dies steht im Einklang mit der Prozessparameterabhängigkeit der anhand der Sonde bestimmten Plasmadichte, welche einen größtmöglichen Wert von etwa  $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  annimmt. Das Verhältnis von extrahiertem  $\text{Al}^+$ - zu  $\text{Ar}^+$ -Ionenstrom kann durch Optimierung der Prozessparameter von 0,3 auf maximal 2 angehoben werden. Sondenmessungen des entsprechenden Ionendichteverhältnisses bestätigen diesen Sachverhalt. Um möglichst große Extraktionsströme und  $\text{Al}^+/\text{Ar}^+$ -Verhältnisse zu generieren, muss die ECR-Fläche demnach in dem Bereich der höchsten Al-Atomdichte in der Targetebene lokalisiert sein. Gegenüber dem alleinigen Magnetronplasma (ohne Mikrowelleneinspeisung) können mit dem MECRIS-Plasma um bis zu 140 % höhere  $\text{Al}^+$ -Ionenströme produziert werden. Aus Sondenuntersuchungen geht hervor, dass dies eine Folge der um etwa eine Größenordnung gesteigerten Plasmadichte und der um rund 7 eV größeren Elektronentemperatur des MECRIS-Plasmas ist.

Das MECRIS-Plasma wurde außerdem mittels optischer Emissionsspektroskopie charakterisiert und durch ein globales sowie ein zweidimensionales Modell simuliert. Die gewonnenen Prozessparameterabhängigkeiten der Plasmadichte, Elektronentemperatur sowie  $\text{Al}^+$ - und  $\text{Ar}^+$ -Ionendichte stimmen mit den Sondenergebnissen überein. Teilweise treten jedoch Absolutwertunterschiede von bis zu zwei Größenordnungen auf.

Die Erhöhung der Sputterleistung und Extraktionsspannung über die derzeitigen Grenzen von 10 kW bzw. 30 kV sowie die Optimierung der Extraktionseinheit hinsichtlich minimaler Elektrodenblindströme bietet das Potential, den  $\text{Al}^+$ -Ionenstrom bis in den mA-Bereich zu steigern.

# Abstract

An electron cyclotron resonance ion source working at a microwave frequency of 2.45 GHz has been developed in order to generate an intense current of singly charged metal ions. It is loaded with metal vapor by an integrated cylindrical sputter magnetron, which was especially designed for this purpose. The *MECRIS* (**M**agnetron **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **I**on **S**ource) merges ECR ion source technology with sputter magnetron technology in a unique manner representing a new metal ion source concept. By using an Al sputter target, the efficiency of the MECRIS was demonstrated successfully for the example of  $\text{Al}^+$  ion production. The extractable ion current was measured by a newly developed high-current Faraday cup.

On the basis of numerical modeling, the total magnetic field was set in a way that the permanent magnets of the magnetron and the coils of the ECR source are forming a minimum- $B$ -structure, providing an effective electron trap by the magnetic mirror principle. Simultaneously, optimal electron heating is achieved by a closed ECR-surface at resonant magnetic flux density of 87.5 mT. Electron temperature increases towards the center of the source to a maximum of about 11 eV and was measured by a double Langmuir probe. Due to the heated electron population, efficient electron impact ionization of the Al atoms is accomplished. Al atoms are injected with a rate of more than  $1 \cdot 10^{18}$  Al-atoms/s resulting in a maximum Al atom density of  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

The MECRIS produces mainly singly charged ions of the sputtered material ( $\text{Al}^+$ ) and the process gas ( $\text{Ar}^+$ ). The  $\text{Al}^+$  ion extraction current is elevated by one order of magnitude to a maximum of  $135 \mu\text{A}$  by increasing the process parameters sputter magnetron power, microwave power, coil current, and acceleration voltage. Related to the extraction area of about  $0.5 \text{ cm}^2$ , the highest possible  $\text{Al}^+$  ion current density is  $270 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . A corresponding process parameter dependency was found for the plasma density showing a peak value of about  $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , which was deduced from probe measurements. The ratio of the extracted  $\text{Al}^+$  ion current to the  $\text{Ar}^+$  ion current can be enhanced from 0.3 to a maximum of 2 by optimization of the process parameters. This was confirmed by probe investigations of the appropriate ion density ratio. In conclusion, the ECR-surface needs to be located in the area of the highest Al atom density in the target plane in order to improve the extraction current and  $\text{Al}^+/\text{Ar}^+$  ratio. The MECRIS plasma produces an  $\text{Al}^+$  ion current, which is up to 140 % higher compared to that of the sole sputter magnetron plasma (without microwave injection). As revealed by probe measurements, this effect is due to the higher plasma density and electron temperature of the MECRIS plasma, leading to a difference of one order of magnitude and 7 eV, respectively.

Additionally, the MECRIS plasma has been characterized by optical emission spectroscopy and simulated by a global and a two-dimensional model. Retrieved process parameter dependencies of plasma density, electron temperature,  $\text{Al}^+$  ion density, and  $\text{Ar}^+$  ion density coincide with probe findings. Although a discrepancy of the absolute values of partly up to two orders of magnitude is evident.

Potentially, the  $\text{Al}^+$  ion current can be enhanced to the mA-region by optimizing the ion extraction system for minimal idle electrode currents and by rising sputter magnetron power as well as acceleration voltage above the actual limits of 10 kW and 30 kV, respectively.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
Abkürzungsverzeichnis	IX
<b>1. Motivation und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2. Plasmaphysikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Einordnung des Ionenquellenplasmas . . . . .	5
2.2. Plasmen in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen . . . . .	7
2.2.1. Erzeugung . . . . .	7
2.2.2. Ladungsträgereinschluss . . . . .	10
2.2.3. Ionenextraktion . . . . .	13
2.3. Plasmen in Magnetron-Sputterquellen . . . . .	15
2.3.1. Erzeugung . . . . .	15
2.3.2. Plasmarandschicht . . . . .	17
2.3.3. Eigenschaften gesputterter Atome . . . . .	18
<b>3. Aufbau und Methoden</b>	<b>21</b>
3.1. Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . . . .	21
3.1.1. Aufbau und Funktion . . . . .	21
3.1.2. Magnetfelddesign . . . . .	25
3.1.3. Mikrowelleneinspeisung . . . . .	29
3.1.4. Ionenextraktionseinheit . . . . .	31
3.1.5. Allgemeine Betriebseigenschaften . . . . .	33
3.2. Metallionenimplanter . . . . .	34
3.3. Faraday-Cup . . . . .	36
3.4. Substratbeschichtung . . . . .	39
3.4.1. Bestimmung der Al-Atomeinspeiserate . . . . .	39
3.4.2. Ermittlung der Beschichtungsrate . . . . .	40
3.5. Doppel-Langmuir-Sonde . . . . .	42
3.5.1. Aufbau . . . . .	42
3.5.2. Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte . . . . .	44
3.6. Optische Plasmaemissionsspektroskopie . . . . .	46
3.6.1. Aufbau . . . . .	46
3.6.2. Ermittlung von Elektronentemperatur und -dichte sowie Al-Atomdichte . . . . .	48
3.7. Plasmaemissionsfotografie . . . . .	52
<b>4. Modellierung des Ionenquellenplasmas</b>	<b>53</b>
4.1. Globales Plasmamodell . . . . .	53
4.1.1. Balancegleichungen . . . . .	53
4.1.2. Ionenextraktionsstrom und Plasmaparameter . . . . .	58

## Inhaltsverzeichnis

4.2. Zweidimensionales Plasmamodell . . . . .	61
4.2.1. Physikalischer Ansatz . . . . .	61
4.2.2. Ortsaufgelöste und globale Plasmaparameter . . . . .	62
<b>5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels</b>	<b>65</b>
5.1. Elektronendichte und -temperatur . . . . .	66
5.1.1. Ortsaufgelöste Langmuir-Sondenmessungen . . . . .	66
5.1.2. Einfluss der Prozessparameter . . . . .	68
5.2. Plasmaaufnahmen . . . . .	74
5.3. Aluminiumatom-Einspeiserate und -dichte . . . . .	77
5.3.1. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas . . . . .	77
5.3.2. Bedeutung der Targeterosion . . . . .	81
5.4. Zusammenfassung . . . . .	82
<b>6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas</b>	<b>85</b>
6.1. Elektronendichte und -temperatur . . . . .	86
6.1.1. Ortsaufgelöste Langmuir-Sondenmessungen . . . . .	86
6.1.2. Variation der Mikrowellenleistung . . . . .	91
6.1.3. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas . . . . .	96
6.1.4. Wirkung der Spulenmagnetfeldstärke . . . . .	98
6.2. Aluminium-Atomdichte und -Ionendichte . . . . .	102
6.3. Plasmaaufnahmen . . . . .	104
6.4. Optisches Emissionsspektrum . . . . .	106
6.5. Zusammenfassung . . . . .	107
<b>7. Ionenextraktionsstrom</b>	<b>111</b>
7.1. Wirkung der Spulenmagnetfeldstärke . . . . .	112
7.2. Massenseparierte Ladungszustandsspektren . . . . .	115
7.3. Einfluss der Extraktionsspannung . . . . .	118
7.4. Variation der Mikrowellenleistung . . . . .	119
7.5. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas . . . . .	120
7.6. Bedeutung der Targeterosion . . . . .	123
7.7. Zusammenfassung . . . . .	124
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>127</b>
<b>A. FEM – Grundgleichungen</b>	<b>133</b>
<b>B. Zum experimentellen Aufbau</b>	<b>141</b>
<b>C. Targeterosion und -lebensdauer</b>	<b>145</b>
<b>D. Zum Magnetronplasma</b>	<b>147</b>
<b>E. Zum Magnetron-ECR-Plasma</b>	<b>153</b>
<b>Wissenschaftliche Publikationen</b>	<b>157</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>159</b>

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Prinzip einer Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . . . .	7
2.2.	Elektronenverlustkegel im Geschwindigkeitsraum . . . . .	11
2.3.	Ionenextraktion . . . . .	14
2.4.	Prinzip des Magnetronsputters und Plasmarandschicht . . . . .	16
2.5.	Al-Sputterausbeute sowie mittlere freie Weglänge gesputtertes Atom . . . . .	20
3.1.	Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . . . .	22
3.2.	Invertiertes Zylindermagnetron . . . . .	23
3.3.	Magnetfeldsimulation Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . . . .	26
3.4.	Elektroneneinschluss Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle . . . . .	28
3.5.	Axialer und radialer magnetischer Spiegel . . . . .	29
3.6.	Mikrowelleneinspeisung . . . . .	30
3.7.	Ionenextraktionseinheit – Simulation Ionentrajektorien . . . . .	32
3.8.	Metallionenimplanter . . . . .	35
3.9.	Faraday-Cup – Aufbau und thermische Belastung . . . . .	37
3.10.	Faraday-Cup – Sekundärelektroneneinfang . . . . .	38
3.11.	Aluminium-Ringsubstrate und Glas-Flachsubstrate . . . . .	40
3.12.	Methoden der Plasmadiagnostik . . . . .	41
3.13.	Aufbau und Strom-Spannungskennlinie Doppel-Langmuir-Sonde . . . . .	42
3.14.	Aufbau und Sensitivität optische Plasmaemissionsspektroskopie . . . . .	47
3.15.	Koronamodell . . . . .	47
3.16.	Ratenkoeffizient und Intensitätsverhältnis als Funktion der Elektronentemperatur . . . . .	50
3.17.	Intensitätsverhältnis als Funktion der Elektronendichte . . . . .	51
4.1.	Globales Plasmamodell – $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom . . . . .	59
4.2.	Zweidimensionales Plasmamodell – Ergebnisse . . . . .	64
5.1.	Magnetronplasma – Ortsaufgelöste Elektronendichte und -temperatur . . . . .	66
5.2.	Elektronendichte und -temperatur als Funktion der Sputterleistung . . . . .	68
5.3.	Elektronendichte und -temperatur für Neon, Argon und Krypton . . . . .	71
5.4.	Elektronendichte und -temperatur als Funktion des Spulenstroms . . . . .	72
5.5.	FEM-Simulation axiales magnetisches Spiegelverhältnis . . . . .	73
5.6.	Fotografie Magnetronplasma – Zuschaltung Spulenmagnetfeld . . . . .	75
5.7.	Fotografie Magnetronplasma – Variation Spulenmagnetfeld . . . . .	76
5.8.	Al-Atomeinspeiserate und -dichte als Funktion der Sputterleistung . . . . .	79
5.9.	Al-Atomeinspeiserate und Sputterausbeute für Neon, Argon und Krypton . . . . .	80
5.10.	Al-Atomeinspeiserate als Funktion der Targeterosionstiefe . . . . .	82

## Abbildungsverzeichnis

6.1.	Magnetron-, ECR- und MECRIS-Plasma – Elektronendichte und -temperatur . . .	87
6.2.	MECRIS-Plasma – Sondenmessung vs. 2d-Modell . . . . .	90
6.3.	Elektronendichte und -temperatur als Funktion der Mikrowellenleistung . . . . .	92
6.4.	Sputterspannung und -strom als Funktion der Mikrowellenleistung . . . . .	95
6.5.	Plasma- und Sputterparameter als Funktion der Sputterleistung . . . . .	96
6.6.	Vergleich Ne und Ar – Elektronendichte und -temperatur über Sputterleistung . .	97
6.7.	Elektronendichte und -temperatur als Funktion des Spulenstroms . . . . .	98
6.8.	Sputterspannung und -strom als Funktion des Spulenstroms . . . . .	101
6.9.	Aluminium-Atomdichte und -Ionendichte sowie $\text{Al}^+/\text{Ar}^+$ -Dichteverhältnis . . . .	103
6.10.	Fotografie Magnetron-, ECR- und MECRIS-Plasma . . . . .	105
6.11.	Fotografie ECR- und MECRIS-Plasma – Elektronenverlustkegel . . . . .	105
6.12.	Optisches Emissionsspektrum ECR- und MECRIS-Plasma . . . . .	106
7.1.	Ionenextraktionsstrom als Funktion des Spulenstroms . . . . .	113
7.2.	Massenseparierte Ladungszustandsspektren – Vergleich der Betriebsmodi . . . .	116
7.3.	Ionenextraktionsstrom als Funktion der Extraktionsspannung . . . . .	118
7.4.	Ionenextraktionsstrom als Funktion der Mikrowellenleistung . . . . .	119
7.5.	Ionenextraktionsstrom als Funktion von Sputterleistung und Arbeitsgas . . . . .	120
7.6.	Ionenextraktionsstrom als Funktion der Sputterleistung – Optimum . . . . .	122
7.7.	Ionenextraktionsstrom als Funktion der Targeterosionstiefe . . . . .	123
B.1.	ECR-Ionenquelle mit integriertem Zylindermagnetron . . . . .	141
B.2.	Testrezipient an LB4001 . . . . .	142
B.3.	Testrezipient in LB4001 . . . . .	143
B.4.	Spindelhubtisch . . . . .	143
C.1.	Targeterosionsprofil . . . . .	145
C.2.	Targetlebensdauer . . . . .	146
D.1.	Elektronendichte und -temperatur als Funktion des Prozessdrucks . . . . .	147
D.2.	Al-Atomeinspeiserate als Funktion von Druck und Spulenstrom . . . . .	149
D.3.	Zweidimensionale Verteilung eingespeister Al-Atome . . . . .	150
D.4.	Strom-Spannungskennlinie Magnetron . . . . .	151
E.1.	Plasma- und Sputterparameter als Funktion des Prozessdrucks . . . . .	153
E.2.	Al-Einspeiserate für Argon und Neon . . . . .	154
E.3.	$\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom als Funktion des Prozessdrucks . . . . .	155

# Abkürzungsverzeichnis

CCD .....	engl. <i>Charge-Coupled Device</i>
DC .....	Gleichstrom, engl. <i>Direct Current</i>
DLS .....	Doppel-Langmuir-Sonde
ECR .....	Elektron-Zyklotron-Resonanz engl. <i>Electron Cyclotron Resonance</i>
FEM .....	Finite-Elemente-Methode
MECRIS .....	Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle engl. <i>Magnetron Electron Cyclotron Resonance Ion Source</i>
MW .....	Mikrowelle
OES .....	Optische Emissionsspektroskopie
PTFE .....	Polytetrafluorethylen
SS .....	Spulenstrom
UHR .....	Obere Hybridresonanz engl. <i>Upper Hybrid Resonance</i>

## Variablen und Symbole

$\vec{A}$ .....	Vektorpotential
$A_{ex}$ .....	Fläche Ionenextraktionsöffnung
$A_{i,k}$ .....	Übergangswahrscheinlichkeit spontane Emission
$A_S$ .....	Fläche Elektrode 1,2 Doppel-Langmuir-Sonde
$A_{sp}$ .....	Spulen-Querschnittfläche
$Al^*$ .....	angeregtes Al-Atom
$Al^+$ .....	einfach geladenes Aluminiumion
$Ar^*$ .....	angeregtes Ar-Atom
$Ar^+$ .....	einfach geladenes Argonion
$B, \vec{B}$ .....	Betrag und Vektor magnetische Flussdichte
$B_{ECR}$ .....	Resonanzflussdichte bei 87,5 mT
$B_{min/max}$ .....	minimale / maximale Flussdichte magnetischer Spiegel
$c$ .....	Lichtgeschwindigkeit
$C_p$ .....	spezifische Wärmekapazität
$d$ .....	Abstand Plasma- und Extraktionselektrode
$d_A$ .....	Apertur Plasmaelektrode
$d_{rs}$ .....	Dicke Plasmarandschicht
$D, \vec{D}$ .....	Betrag und Vektor elektrische Flussdichte
$D_{Al/Ar^*}$ .....	Diffusionskonstante Al / Ar*

## Abkürzungsverzeichnis

$\hat{D}_j$ .....	Tensor Diffusionskoeffizient Spezies $j$
$\hat{D}_e$ .....	Tensor Diffusionskoeffizient Elektronenenergiedichte
$e$ .....	Elementarladung
$e_{\phi*}^{\rightarrow}$ .....	Einheitsvektor Winkelcoordinate $\phi^*$
$E, \vec{E}$ .....	Betrag und Vektor elektrische Feldstärke
$E_0$ .....	Oberflächenbindungsenergie
$E_e$ .....	Elektronenenergie
$E_I$ .....	Ionenenergie
$E_T$ .....	Energie gesputtertes Atom
$\overline{E_{T,Al}}$ .....	wahrscheinlichste Energie gesputtertes Al-Atom
$f$ .....	Frequenz
$f_e$ .....	Elektronenenergie-Verteilungsfunktion
$\vec{F}_e$ .....	Kraft auf Elektron durch $B$ -Gradient
$\vec{F}_L$ .....	Lorentzkraft
$g(Al/Al^*)$ .....	Niveau-Entartungsgrad Al-Grundzustand / $4s - {}^2S_{1/2}$
$H, \vec{H}$ .....	Betrag und Vektor magnetische Feldstärke
$i_{e2}$ .....	Sonden-Elektronenstrom Elektrode 2
$i_I$ .....	dimensionsloser Ionenstrom
$i_{p1/2}$ .....	Sonden-Ionensättigungsstrom Elektrode 1,2
$I$ .....	Intensität Emissionslinie OES
$I_{blind}$ .....	Blindstrom Elektroden Extraktionseinheit
$I_{int}$ .....	extrahierter, integraler Ionenstrom
$I_{Al^+}$ .....	extrahierter $Al^+$ -Ionenstrom
$I_{Ar^+}$ .....	extrahierter $Ar^+$ -Ionenstrom
$I_{ex}$ .....	Ionenextraktionsstrom
$I_{Mag}$ .....	Sputterstrom
$I_{Ne^+}$ .....	extrahierter $Ne^+$ -Ionenstrom
$I_S$ .....	Sondenstrom
$I_{sp}$ .....	Spulenstrom
$j_{CL}$ .....	extrahierte Ionenstromdichte nach Child-Langmuir
$j_{CL,kat}$ .....	Kathodenstromdichte Magnetron nach Child-Langmuir
$j_{fl}$ .....	Ionenstromdichte auf floatende Fläche
$j_I$ .....	Sonden-Ionenstromdichte
$j_P$ .....	Plasma-Ionenstromdichte nach Bohm
$\vec{J}^e$ .....	externe Stromdichte
$\vec{J}_e$ .....	Elektronenstromdichte
$\vec{J}_j$ .....	Stromdichte Spezies $j$
$\vec{k}$ .....	Wellenvektor
$k_B$ .....	Boltzmann-Konstante
$k_{chexc}$ .....	Ratenkoeffizient Ladungsaustausch
$k_{deexc}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßabregung $Ar^*$
$k_{deexc,Al^*}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßabregung $Al^*$
$k_{diff,Al/Al^*/Ar^*}$ ..	Diffusionsrate $Al / Al^* / Ar^*$
$k_{el,Al/Ar}$ .....	Ratenkoeffizient elastischer Stoß Elektron–Al/–Ar

$k_{exc}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßanregung Ar
$k_{exc,Al}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßanregung Al
$k_{exc,iz}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßionisation Ar*
$k_{i,0}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßanregung Zustand $i$
$k_{iz}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßionisation Ar
$k_{miz}$ .....	Ratenkoeffizient Elektronenstoßionisation Al
$k_P$ .....	Ratenkoeffizient Penning-Ionisation
$k_{wall,Al^+/Ar^+}$ ....	Verlustrate Wand $Al^+ / Ar^+$
$L$ .....	Länge Plasmavolumen
$L_Q$ .....	Länge Ionenquellenvolumen
$m_{Al}$ .....	Masse Al-Atom
$m_{Al^+/Ar^+}$ .....	Masse $Al^+ / Ar^+$
$m_e$ .....	Elektronenmasse
$m_I$ .....	Ionenmasse
$M, \vec{M}$ .....	Betrag und Vektor Magnetisierung
$M_{I/T}$ .....	Massenzahl Ion bzw. Targetatom
$n_0$ .....	Grundzustandsdichte
$n_{Al}$ .....	Aluminiumatomdichte
$n_{Al^*}$ .....	Dichte angeregter Al-Atome
$n_{Al^+}$ .....	$Al^+$ -Ionendichte
$n_{Ar}$ .....	Argonatomdichte
$n_{Ar^*}$ .....	Dichte angeregter Ar-Atome
$n_{Ar^+}$ .....	$Ar^+$ -Ionendichte
$n_e$ .....	Elektronendichte
$n_{eC}$ .....	charakteristische Elektronendichte
$n_{e,cutoff}$ .....	Cutoff-Elektronendichte
$n_{Gas}$ .....	Teilchendichte Gas
$n_i$ .....	Dichte angeregter Zustand $i$
$n_I$ .....	Ionendichte
$n_j$ .....	Dichte Spezies $j$
$n_e$ .....	Elektronenenergiedichte
$n_{1+}$ .....	Dichte einfach positiv geladener Ionen
$N$ .....	Spulenwindungszahl
$p$ .....	Prozessdruck
$\vec{P}$ .....	dielektrische Polarisation
$P_{Mag}$ .....	Magnetron-Sputterleistung
$P_\mu$ .....	Mikrowellenleistung
$q$ .....	Ladungszustand
$Q$ .....	Leistungseintrag
$r$ .....	Radius
$r_c$ .....	Al-Beschichtungsrate
$r_{Gas}$ .....	Radius Gasatom
$r_k$ .....	Kreisbahnradius
$r_T$ .....	Radius gesputtertes Atom

## Abkürzungsverzeichnis

$R$ .....	Al-Atomeinspeiserate
$R_i$ .....	ortsaufgelöste Al-Atomeinspeiserate
$R_j$ .....	Quellterm Spezies $j$
$R_M$ .....	magnetisches Spiegelverhältnis
$R_Q$ .....	Radius Ionenquellenvolumen
$R_S$ .....	Sondenradius
$R_\epsilon$ .....	Quellterm Elektronenenergiedichte
$s_{n/e}$ .....	inelastischer bzw. elastischer Bremsquerschnitt
$S_{rel}$ .....	relative spektrale Sensitivität
$T$ .....	Elektronentemperatur in K
$T_e$ .....	Elektronentemperatur in eV
$T_F$ .....	Festkörpertemperatur
$T_{Gas}$ .....	Gastemperatur
$T_I$ .....	Ionentemperatur in eV
$\vec{u}$ .....	mittlere Flussgeschwindigkeit
$U_1$ .....	Spannung Extraktionselektrode
$U_{ex}$ .....	Extraktionsspannung / Beschleunigungsspannung
$U_{Mag}$ .....	Sputterspannung
$U_S$ .....	Sondenspannung
$v, \vec{v}$ .....	Betrag und Vektor Geschwindigkeit
$v_{\perp, \parallel}$ .....	Geschwindigkeit senkrecht / parallel $\vec{B}$
$v_0$ .....	Anfangsgeschwindigkeit
$v_B$ .....	Bohm-Geschwindigkeit
$v_{B, Al^+/Ar^+}$ .....	Bohm-Geschwindigkeit $Al^+ / Ar^+$
$\vec{v}_D$ .....	Elektronen-Driftgeschwindigkeit senkrecht $\vec{B}, \nabla B$
$v_T$ .....	Geschwindigkeit gesputterte Atome
$V_{Plasma}$ .....	Plasmavolumen
$V_Q$ .....	Volumen Ionenquelle
$Y$ .....	Sputterausbeute
$z$ .....	Koordinate entlang der Rotationsachse der MECRIS
$Z_{eff}$ .....	effektive Ladung
$Z_{I/T}$ .....	Kernladungszahl Ion bzw. Targetatom
$\beta$ .....	Faktor Berechnung $n_e$
$\chi$ .....	dimensionsloses Sondenpotential
$\epsilon$ .....	elektrische Permittivität
$\epsilon^*$ .....	reduzierte Energie
$\epsilon_0$ .....	elektrische Feldkonstante
$\epsilon_c$ .....	komplexe Permittivität
$\epsilon_{c, Al/Ar}$ .....	Energieverlust bei Bildung Elektronen-Ionenpaar Al/Ar
$\epsilon_{e/I}$ .....	Energieverlust Wandkontakt Elektron / Ion
$\epsilon_{ex}$ .....	Schwellenenergie Elektronenstoßanregung
$\Theta$ .....	Öffnungswinkel Verlustkegel magnetischer Spiegel
$\phi$ .....	Geradenanstieg



$\Phi$ .....	elektrisches Potential
$\Phi_c$ .....	Potentialinhomogenität Plasma
$\Phi_{fl}$ .....	Floatingpotential
$\Phi_{kat}$ .....	Kathodenpotential
$\Phi_{pl}$ .....	Plasmapotential
$\Phi_S$ .....	Sondenpotential
$\Delta\Phi_{pl}$ .....	Betrag Plasmapotential-Absenkung
$\gamma_{se}$ .....	Sekundärelektronenemissionskoeffizient
$\Gamma$ .....	Faktor Berechnung $T_e$
$\kappa$ .....	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda$ .....	mittlere freie Weglänge Elektron / Ion
$\lambda_D$ .....	Debye-Länge
$\Lambda$ .....	charakteristische Diffusionslänge
$\ln \Lambda_c$ .....	Coulomb-Logarithmus
$\Lambda_{Gas}$ .....	mittlere freie Weglänge für Stoß mit Prozessgas
$\Lambda_i$ .....	mittlere freie Weglänge Al <sup>+</sup> -Ar-Stöße
$\Lambda_{iz}$ .....	mittlere freie Weglänge Elektronenstoßionisation
$\mu$ .....	magnetische Permeabilität
$\mu_0$ .....	magnetische Feldkonstante
$\mu_e$ .....	magnetisches Moment Elektron
$\hat{\mu}_e$ .....	Tensor Elektronenmobilität
$\mu_{e,\perp,\parallel}$ .....	Elektronenmobilität senkrecht / parallel $\vec{B}$
$\hat{\mu}_j$ .....	Tensor Mobilität Spezies $j$
$\hat{\mu}_e$ .....	Tensor Mobilität Elektronenenergiedichte
$\nu_e$ .....	Elektronenstoßfrequenz
$\omega$ .....	Kreisfrequenz
$\omega_P$ .....	Plasmafrequenz
$\omega_{uH}$ .....	obere Hybrid-Resonanzfrequenz
$\omega_{zyk}$ .....	Zyklotronfrequenz
$\rho$ .....	Materialdichte
$\varrho$ .....	Raumladungsdichte
$\sigma$ .....	elektrische Leitfähigkeit
$\hat{\sigma}$ .....	Plasma-Leitfähigkeitstensor
$\sigma_A$ .....	Stoßquerschnitt Al <sup>+</sup> -Ar
$\sigma_{ex,Al}$ .....	Wirkungsquerschnitt Elektronenstoßanregung 4s – <sup>2</sup> S <sub>1/2</sub> (Al*)
$\sigma_{i,0}$ .....	Wirkungsquerschnitt Elektronenstoßanr. aus Grundzustand
$\sigma_{iz}$ .....	Wirkungsquerschnitt Elektronenstoßionisation
$\tau_0$ .....	Ionen-Ionen-Stoßrate
$\tau_{Al+}$ .....	Al <sup>+</sup> -Ioneneinschlusszeit im Plasma
$\tau_e$ .....	Elektroneneinschlusszeit
$\tau_I$ .....	Ioneneinschlusszeit
$\tau_{I,d}$ .....	diffusionsbeschränkte Ioneneinschlusszeit
$\xi$ .....	Polarwinkel



# 1. Motivation und Zielsetzung

Bei der Herstellung von Silizium-Solarzellen kommen verschiedene Dotierprozesse zum Einsatz, um die erforderlichen ladungstrennenden elektrischen Felder durch p-n-Übergänge zu erzeugen. Bisher wird die p-Dotierung nahezu ausschließlich durch Einlegieren einer mittels Siebdruck aufgetragenen Al-Schicht realisiert [1–3]. Hinsichtlich der Homogenität, Präzision und Reinheit des Dotierprofils bestehen jedoch Restriktionen.

Deshalb haben einige Hersteller begonnen, die p-Dotierung durch einen Bor-Diffusionsprozess umzusetzen. Das erlaubt ein größeres Prozessfenster für die Profilgestaltung als die Al-Legierungstechnik. Als Basismaterialien kommen jedoch hochgiftige Bor-Verbindungen ( $\text{BCl}_3$ ,  $\text{BBr}_3$ ) zum Einsatz, was strenge Handhabungs- und Entsorgungsaufgaben erfordert. Prozessbedingt bilden sich störende Glas- sowie Bor-Anreicherungsschichten, welche durch Nachbehandlung mittels gasförmiger und nasschemischer Substanzen ( $\text{HF}$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HNO}_3$ ) entfernt werden müssen [4–7]. Der Umgang mit diesen Stoffen ist ebenfalls aufwändig und wenig umweltverträglich.

Dagegen ist die Ionenimplantation wesentlich vorteilhafter, da hier keine prozessbedingten Glasschichten auftreten, welche durch nachfolgende Ätzschritte entfernt werden müssen. Bezüglich des Dotierprofils (Form, Dosis) besteht hohe Flexibilität, Präzision, Reinheit, Reproduzierbarkeit und Homogenität. Die Ionenimplantation für Bor und Phosphor wurde deshalb für Photovoltaik-Applikationen getestet [8–12], aus Kostengründen jedoch bisher nicht in die Fertigung überführt.

In der Mikroelektronik hingegen ist die Ionenimplantation Stand der Technik und wird beispielsweise für die Herstellung von SiC-Bauelementen eingesetzt. Hierfür werden  $\text{Al}^+$ -Ionen in Plasma-Ionenquellen erzeugt, welche mit problematischen und umweltschädlichen Ausgangsstoffen ( $\text{BF}_3$ ,  $\text{AlCl}_3$ ,  $\text{AlF}_3$ ) arbeiten [13–15]. Zudem ist deren Standzeit aufgrund verschleißender Filamentkathoden auf etwa 100...200 h begrenzt.

## 1. Motivation und Zielsetzung

Elektron-Zyklotron-Resonanz (ECR<sup>1</sup>)-Mikrowellen-Plasma-Ionenquellen kommen ohne Filament aus. Neben zum Teil schwer handhabbaren metallorganischen, gasförmigen Verbindungen können die zu ionisierenden Metallatome auch auf Basis unkritischer Feststoffe, durch thermisches Verdampfen (z. B. mittels Ofen, Plasmaheizung, Laser) oder Kathodenzerstäubung, genannt „Sputtern“, eingebracht werden [16–18]. Die Sputtermethode ist für eine große Elementvielfalt und auch hochschmelzende Materialien prädestiniert. Zudem zeichnet sie sich durch einen geringen Kontaminationsgrad, hohe Prozessstabilität sowie ein schnelles Ansprechverhalten des erzeugten Ionenstroms aus [19, 20]. Mit dieser Technik können Metallionenströme im mittleren zweistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich generiert werden [17, 19–22]. Bisher wurden die Sputterkathoden ohne explizite Magnetfeldunterstützung eingesetzt.

Magnetfeldgestützte Sputterkathoden kommen in sogenannten Magnetron-Sputterquellen in der Mikroelektronik und Oberflächentechnik für Beschichtungszwecke zum Einsatz. Sie ermöglichen vergleichsweise hohe Atomeinspeise- bzw. Beschichtungsraten. Deren Plasma-Ionisationsgrad beträgt jedoch nur wenige Prozent [23]. Um diesen zu steigern, kann das Magnetronplasma mit einem ECR-Plasma kombiniert werden, wodurch beispielsweise bestimmte Eigenschaften (Mikrostruktur, Dichte, Härte, Haftfestigkeit) der abgeschiedenen Schichten erzeugt oder optimiert werden können [24–27].

Diese Dissertation befasst sich mit der Aufgabe, die ECR-Ionenquellentechnologie mit der Magnetron-Sputtertechnologie zu verbinden. Konkret sollte eine prototypische ECR-Ionenquelle mit einer integrierten Magnetron-Sputterquelle für die Bereitstellung intensiver Ströme einfach geladener Metallionen entwickelt<sup>2</sup> und plasmaphysikalisch charakterisiert werden. Ein solches Metallionen-Quellenkonzept ist neuartig und bisher nicht realisiert. Die Funktionsfähigkeit der geschaffenen Ionenquelle wird an dem Beispiel der  $\text{Al}^+$ -Ionen-erzeugung demonstriert, um so deren prinzipielle Eignung für die Photovoltaik oder Mikroelektronik aufzuzeigen.

Wichtige Teilaufgaben und Ziele der Arbeit sind:

1. Für die Gestaltung der Mikrowellenführung, des Magnetfeldes und der Ionenextraktionseinheit sind numerische Modellrechnungen einzusetzen. Insbesondere gilt zu beachten, dass eine kritische Überlagerung der Magnetfelder von ECR- und Magnetron-Quelle ausgeschlossen und deren jeweilige Funktion nicht negativ beeinträchtigt wird.

---

<sup>1</sup>engl. *Electron Cyclotron Resonance*

<sup>2</sup>Ideenträger: PD Dr. Günter Zschornack (Dreebit GmbH), Dr. Dietmar Temmler (Fraunhofer FEP)

2. Der Prototyp soll einen  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom im mindestens dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich erzeugen, welcher durch Optimierung und Leistungssteigerung nach der ersten Testphase bis in den  $\text{mA}$ -Bereich angehoben werden könnte.
3. Es wurde abgeschätzt, dass die mit einem Aluminiumtarget bestückte Magnetron-Sputterquelle dafür eine hohe Al-Atomeinspeiserate über  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s garantieren muss.
4. Die quantitative Charakterisierung des Magnetronplasmas sowie der Kombination von Magnetron- und ECR-Plasma soll hinsichtlich der Elektronendichte, Elektro-  
nentemperatur, Al-Atomdichte,  $\text{Al}^+$ -Ionendichte,  $\text{Ar}^+$ -Ionendichte und Al-Atomein-  
speiserate erfolgen.
  - Die vorhandene Langmuir-Sonden-Messtechnik ist für orts aufgelöste Untersu-  
chungen an die Ionenquelle anzupassen.
  - Mit der quantitativen optischen Emissionsspektroskopie soll eine nichtinvasive  
Messmethode am Fraunhofer-Institut FEP etabliert werden.
  - Es ist eine geeignete Substratbeschichtungsmethode zu realisieren, mit welcher  
die Al-Einspeiserate bestimmt werden kann.
5. Das Ionenquellenplasma soll anhand eines globalen sowie eines zweidimensionalen  
Modells simuliert werden. Die gewonnenen Abhängigkeiten der Plasmaparameter von  
den Prozessparametern müssen den Messergebnissen standhalten.
6. Um den Ionenextraktionsstrom zu messen, muss ein neuartiger wassergekühlter  
Faraday-Cup entwickelt und die Ionenquelle an eine Implantationsanlage mit Analyse-  
magnet angeschlossen werden.
7. Durch die Experimente sollen diejenigen Prozessparameter ermittelt werden, welche  
die Steigerung der Plasmaparameter und des  $\text{Al}^+$ -Ionenstroms ermöglichen. Außer-  
dem sind konstruktive Verbesserungsmaßnahmen abzuleiten.



## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

### 2.1. Einordnung des Ionenquellenplasmas

Als Plasma wird ein teilweise ionisiertes Gas – bestehend aus Elektronen, Ionen, Atomen bzw. Molekülen und elektromagnetischer Strahlung – bezeichnet, welches gegenüber äußeren Einflüssen ein kollektives Verhalten aufweist. Das Plasma der gegenständlichen Ionenquelle kann in einem Druckbereich von 0,002...2 Pa erzeugt werden und ist damit der Kategorie der Niederdruckplasmen zuzuordnen. Die Energieeinspeisung zur Aufrechterhaltung des Plasmas erfolgt über elektrische Felder, welche die im Plasma vorhandenen freien Elektronen beschleunigen. Die mittlere kinetische Elektronenenergie  $E_e$  bestimmt sich aus der Elektronentemperatur  $T$  und der Boltzmann-Konstante  $k_B$  zu

$$E_e = \frac{m_e}{2} v^2 = \frac{3}{2} k_B T = \frac{3}{2} T_e, \quad (2.1)$$

wobei  $m_e$  die Elektronenmasse und  $v$  deren Geschwindigkeit beschreibt. Der Ausdruck  $k_B T = T_e$  wird in der Plasmaphysik ebenfalls als „Elektronentemperatur“ bezeichnet und in der Einheit Elektronenvolt [eV] angegeben. Damit entspricht  $T_e = 1$  eV einer Elektronentemperatur  $T$  von 11605 K. In dem hier eingesetzten Niederdruckplasma werden  $T_e$  zwischen 2...16 eV erreicht, welche die mittleren kinetischen Energien der Ionen und Atome um mehr als zwei Größenordnungen übersteigen. In einem solchen Nichtgleichgewichtsplasma kann vereinfachend für jede Spezies eine separate thermodynamische Gleichgewichtsverteilung angenommen werden. Den üblichen Ansätzen folgend [27–29], wird in der vorliegenden Arbeit von einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung von  $v$  ausgegangen

$$f_e(v) = \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{m_e v^2}{2T_e} \right). \quad (2.2)$$

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

Das Plasma ist ein nach außen elektrisch quasineutrales Gebilde. Das heißt, dass die Dichte der Elektronen  $n_e$  und der negativ geladenen Ionen  $n_{q-}$  durch die Dichte der positiv geladenen Ionen  $n_{q+}$  kompensiert wird. Der jeweilige Ladungszustand  $q$  wirkt sich hierbei faktorisiert aus

$$n_e + \sum_{q=1}^i q \cdot n_{q-} = \sum_{q=1}^j q \cdot n_{q+} . \quad (2.3)$$

Aufgrund der niedrigen Elektronenenergien kann an dieser Stelle angenommen werden, dass lediglich einfach geladene Ionen im Plasma erzeugt werden. Wird der  $n_{q-}$ -bildende Sauerstoff-Restgasbeitrag vernachlässigt, so existieren ausschließlich positiv geladene Ionen. Damit reduziert sich Gleichung (2.3) zu

$$n_e = n_{1+} = n_I . \quad (2.4)$$

In diesem Fall entspricht die Elektronendichte  $n_e$  der Ionendichte  $n_I$  und wird daher auch als Plasmadichte bezeichnet.

Das Plasma weist ein Abschirmverhalten gegenüber lokalisierten elektrischen Überschussladungen auf, welche die Quasineutralität stören und durch die Bewegung der freien Ladungsträger oder z. B. durch externe elektrische Potentiale verursacht werden. Um die Ausdehnung des Störungsbereichs zu beschreiben, bedient man sich des Abstandes, in welchem das Coulomb-Potential der Überschussladung auf das  $1/e$ -fache abgeklungen ist. Dieser wird als Debye-Länge  $\lambda_D$  bezeichnet

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 n_e}} , \quad (2.5)$$

mit der Elementarladung  $e$  des Elektrons und der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$ . Das Ionenquellenplasma besitzt  $n_e$  zwischen  $1 \cdot 10^9 \dots 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Im genannten Elektronentemperaturbereich variiert  $\lambda_D$  damit zwischen  $1 \dots 0,01 \text{ mm}$ .



## 2.2. Plasmen in ECR-Ionenquellen

### 2.2.1. Erzeugung

Das Plasma einer Elektron-Zyklotron-Resonanz (ECR<sup>1</sup>)-Ionenquelle wird innerhalb eines zylindrischen Metallrezipienten erzeugt, dessen Volumen von einem statischen Magnetfeld durchsetzt ist, welches mithilfe von zwei den Rezipienten umschließenden Solenoidspulen erzeugt wird (Abb. 2.1). Der Basisdruck befindet sich im Bereich  $10^{-6} \dots 10^{-4}$  Pa.

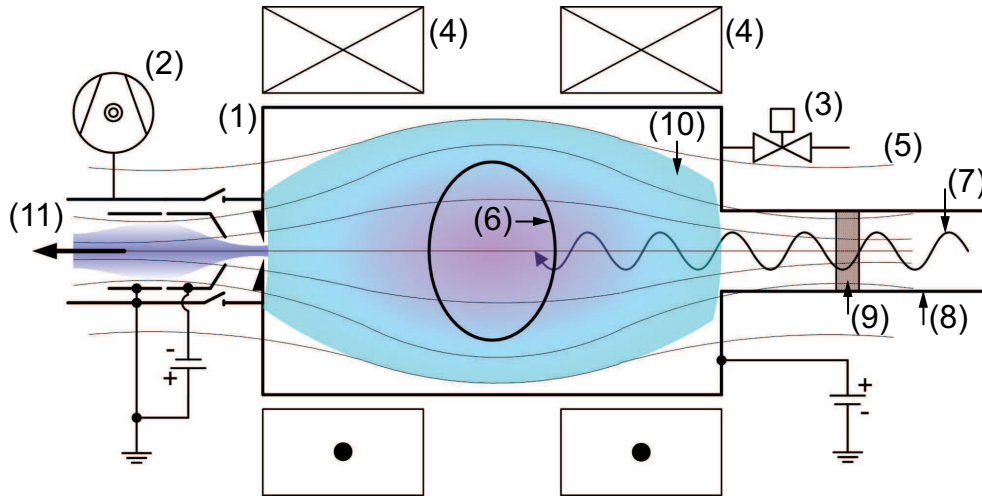


Abbildung 2.1.: Prinzip einer ECR-Ionenquelle zur Erzeugung intensiver Ströme einfach geladener Ionen. (1) Rezipient, (2) Hochvakuumpumpe, (3) Gaseinlass, (4) Solenoidspule, (5) Magnetfeldlinien, (6) ECR-Zone mit  $B_{ECR} = 87,5$  mT, (7) Mikrowelle (MW) mit  $f = 2,45$  GHz, (8) Hohlleiter, (9) MW-Einkoppelfenster und Vakuumtrennung, (10) Plasma, (11) Ionenextraktionseinheit mit elektrisch beschleunigtem Ionenstrahl.

Die freien Elektronen innerhalb der Quelle gyrieren aufgrund der Lorentzkraft in Abhängigkeit des Betrages der magnetischen Flussdichte  $B$  mit der Zyklotronfrequenz  $\omega_{zyk}$  um die Magnetfeldlinien. Um das eingelassene Arbeitsgas zu ionisieren, wird rückseitig eine Mikrowelle (MW) mit der Kreisfrequenz  $\omega$  eingespeist. An der Stelle, an welcher  $\omega_{zyk}$  mit  $\omega$  übereinstimmt, erfolgt ein resonanter Energieübertrag des elektrischen Feldes der Mikrowelle auf die freien Elektronen

$$\omega = \omega_{zyk} = \frac{e \cdot B}{m_e} . \quad (2.6)$$

<sup>1</sup>engl. *Electron Cyclotron Resonance*

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

Die auf diese Weise gesteigerte Elektronentemperatur ermöglicht die Zündung und Aufrechterhaltung des Plasmas durch Elektronenstoß-Ionisationsprozesse. Nach Gleichung (2.6) definiert sich eine magnetische Resonanzfläche konstanter Flussdichte innerhalb der Quelle, auf welcher die Elektronenheizung erfolgt. Diese besitzt im Idealfall die Form eines Ellipsoids und wird von den Elektronen mehrmals passiert. Der Betrieb der hier vorgestellten Ionenquelle erfolgt mit einer MW-Frequenz  $f = \omega/(2\pi)$  von 2,45 GHz, woraus sich eine magnetische Resonanzflussdichte von  $B_{ECR} = 87,5 \text{ mT}$  ergibt. 2,45 GHz ECR-Ionenquellen sind industriell etabliert und werden zur Produktion einfach geladener Gasionen mit Strahlströmen im Milliampere-Bereich verwendet. Höhere Frequenzen bis hin zu 28 GHz und supraleitende Magnetsysteme mit Resonanzflussdichten bis zu einem Tesla kommen im Forschungsbereich zum Einsatz, um mit Elektronentemperaturen im mehrstelligen keV-Bereich Ionen hoher Ladungszustände zu erzeugen [30, 31].

Es existieren diverse Konzepte der MW-Führung und -Einkopplung. Im Fall von 2,45 GHz Ionenquellen haben sich für niedrige MW-Leistungen unterhalb des kW-Bereichs Koaxialkabel und oberhalb – wie bei der entwickelten Quelle – Hohlleiter etabliert. Hohlleiterstrukturen verlangen nach einem dielektrischen MW-Einkoppelfenster, welches gleichzeitig als Vakuumtrennstelle in der Zuleitung genutzt wird.

Bei der MW-Einspeisung ist zu beachten, dass die Elektronen lediglich Energie aus dem elektrischen Feld der Mikrowelle aufnehmen können, wenn deren Feldvektor senkrecht zur magnetischen Flussdichte orientiert ist:  $\vec{E} \perp \vec{B}$  [32]. Aus diesem Grund wird oft die axiale Einkopplung einer transversal-elektrischen Schwingungsmoden gewählt, bei welcher der Wellenvektor parallel zur magnetischen Flussdichte entlang der Quellenachse ausgerichtet ist:  $\vec{k} \parallel \vec{B}$  (Abb. 2.1). Hierbei gilt, dass nur sogenannte rechtszirkular polarisierte R-Wellen dem resonanten Energieübertrag dienen, da deren Drehsinn mit dem der um die Magnetfeldlinien gyrierenden Elektronen übereinstimmt. Aufgrund des inhomogenen Magnetfeldes besitzt die MW stets eine senkrecht zur magnetischen Flussdichte orientierte Wellenvektorkomponente:  $\vec{k}_\perp \perp \vec{B}$ , für welche ebenfalls  $\vec{E} \perp \vec{B}$  erfüllt ist. Dieser Ausbreitungstyp wird als extraordinary X-Welle bezeichnet. R- oder X-Wellen können nie selektiv existieren, da sie sich aufgrund der Wechselwirkung mit dem Plasma und der Rezipientenwand, z. B. durch Reflexion, ineinander konvertieren können [32]. Die X-Welle ermöglicht ebenfalls einen resonanten Energietransfer des elektrischen Mikrowellenfeldes auf die freien Plasmaelektronen, wenn die MW-Kreisfrequenz  $\omega$  der oberen Hybrid-Resonanzfrequenz  $\omega_{uH}$  entspricht

$$\omega = \sqrt{\omega_P^2 + \omega_{zyk}^2} = \omega_{uH} . \quad (2.7)$$

## 2.2. Plasmen in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen

Die obere Hybridresonanz (UHR<sup>2</sup>) hängt von der Plasmafrequenz  $\omega_P$  ab

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2.8)$$

woraus ersichtlich ist, dass die exakte Lage der UHR-Zone nur mit Kenntnis der Elektronendichte  $n_e$  bestimmt werden kann. Die Positionen der ECR- und UHR-Zone innerhalb der Quelle unterscheiden sich vor allem für  $\omega_P/\omega_{zyk} \sim 1$  deutlich voneinander. Hierbei kann ein UHR-Gebiet im Zentrum der Quelle bei niedrigeren magnetischen Flussdichten als  $B_{ECR}$  lokalisiert sein. Auch außerhalb der ECR-Zone kann das Phänomen der UHR-Heizung bei höheren Flussdichten als  $B_{ECR}$  nahe den Wänden der Quelle auftreten, insofern die Bedingung (2.7) erfüllt ist [32]. Dieser Umstand ist besonders bei Plasmen hoher Dichte von Bedeutung, für welche im Bulkplasma gilt:  $\omega_P/\omega > 1$ . Aus der MW-Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_P^2 + ck^2, \quad (2.9)$$

für unmagnetisierte Plasmen, mit  $c$  als Lichtgeschwindigkeit, geht anschaulich hervor, dass der Wellenvektor in diesem Fall sein Vorzeichen ändert und die MW vom Plasma reflektiert wird. Üblicherweise wird dieses Verhalten als engl. *Cutoff* bezeichnet. Die entsprechende Elektronendichte  $n_{e,cutoff}$  resultiert mit  $\omega_P = \omega$  aus Gleichung (2.8)

$$n_{e,cutoff} = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (2.10)$$

und beträgt  $7,56 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  für die verwendete MW-Frequenz von  $f = 2,45 \text{ GHz}$ . Die Plasmadichte kann also durch Erhöhung der Mikrowellenleistung nicht beliebig mithilfe des Mechanismus der ECR-Heizung gesteigert werden. Denn wird im Gebiet der ECR-Zone die Cutoff-Elektronendichte überschritten, so kann die R-Welle nicht bis dorthin vordringen und ihre Energie deponieren.

Eine geschlossene Theorie zur quantitativen Beschreibung des ECR-Heizprozesses ist bisher nicht verfügbar. Probleme erwachsen aus dem stochastischen Energiegewinn infolge der Elektronen-Mikrowellen-Phasenbeziehung und nichtlinearen Wellen-Plasma-Interaktionen sowie dem kollektiven Elektronenverhalten [32–36].

---

<sup>2</sup>engl. *Upper Hybrid Resonance*

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

### 2.2.2. Ladungsträgereinschluss

Mithilfe des statischen Magnetfeldes wird auch der Ladungsträgereinschluss innerhalb der Ionenquelle realisiert. Hierbei ist in erster Näherung nur dessen Wirkung auf die Elektronen zu berücksichtigen. Denn die thermischen Ionen besitzen mit ihrer um etwa vier Größenordnungen höheren Masse Gyrationradien im Zentimeterbereich und damit in der Nähe der Quellenabmessungen.

#### Magnetischer Elektronenspiegel, $\nabla B \parallel \vec{B}$ -Drift

Erfahren die Elektronen bei ihrer Kreisbewegung um die inhomogenen Magnetfeldlinien keine Beschleunigung, so stellt deren magnetisches Moment  $\mu_e$  eine Erhaltungsgröße dar

$$\mu_e = \frac{m_e v_{\perp}^2}{2B}, \quad (2.11)$$

wobei  $v_{\perp}$  der Elektronengeschwindigkeit senkrecht zu den Magnetfeldlinien entspricht.

Das durch die Solenoidspulen erzeugte Magnetfeld zeichnet sich durch ein Flussdichteminimum  $B_{min}$  im Zentrum der Ionenquelle aus. Auf der Rotationsachse steigt die Flussdichte nach außen, in beide Richtungen, auf einen Maximalwert  $B_{max}$  an. Bewegt sich ein Elektron entlang der Feldlinien in ein Gebiet höherer Flussdichte, so muss  $v_{\perp}$  nach Gleichung (2.11) ansteigen. Gleichzeitig folgt aus der Energieerhaltung, dass dessen Geschwindigkeitskomponente parallel zu den Magnetfeldlinien  $v_{\parallel}$  abnimmt. Überschreitet die Flussdichte einen bestimmten Wert, so wird  $v_{\parallel} = 0$ . In diesem Fall wird das Elektron aufgrund der durch den Magnetfeldgradient erzeugten Kraft [32]

$$\vec{F}_e = -\mu_e \nabla B \quad (2.12)$$

in Richtung der gegenüberliegenden Quellenseite reflektiert, bis es dort schließlich wieder seine Richtung umkehrt. Auf diese Weise entsteht eine Pendelbewegung der Elektronen entlang der Feldlinien. Die Feldkonfiguration wird entsprechend als „magnetischer Doppelspiegel“ oder kurz als „magnetischer Spiegel“ bezeichnet. Das Einschlusskriterium für Elektronen mit der Anfangsgeschwindigkeit  $v_0$  am Ort mit  $B = B_{min}$  lautet

$$\frac{v_0^2}{v_{\perp 0}^2} < \frac{B_{max}}{B_{min}} = R_M, \quad (2.13)$$

mit  $v_0 = \sqrt{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2}$  und ist für jede Feldlinie spezifisch. Elektronen mit zu hohen parallelen Geschwindigkeitskomponenten, welche z. B. aus Stößen oder zu hohen Anfangsgeschwin-

## 2.2. Plasmen in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen

digkeiten resultieren, können bei festem Spiegelverhältnis  $R_M$  also nicht in der Quelle eingeschlossen werden.  $R_M$  ist somit ein Maß für die Güte des magnetischen Spiegels und beträgt auf der Rotationsachse üblicherweise 2 bis 3. Ein verbesserter Elektroneneinschluss wird nach Beziehung (2.13) durch Steigerung von  $R_M$  und  $v_\perp$  über den Spulenstrom bzw. die ECR- und UHR-Heizung der Elektronen erreicht. Jeder Plasmazustand besitzt demnach ein charakteristisches Verhältnis

$$\frac{v_{\perp 0}^2}{v_0^2} = \sin^2 \Theta, \quad (2.14)$$

welches im Geschwindigkeitsraum einen Verlustkegel mit dem Öffnungswinkel  $\Theta$  repräsentiert (Abb. 2.2), außerhalb dessen die Elektronen mithilfe des magnetischen Spiegels in der Ionenquelle eingeschlossen werden [32, 37].

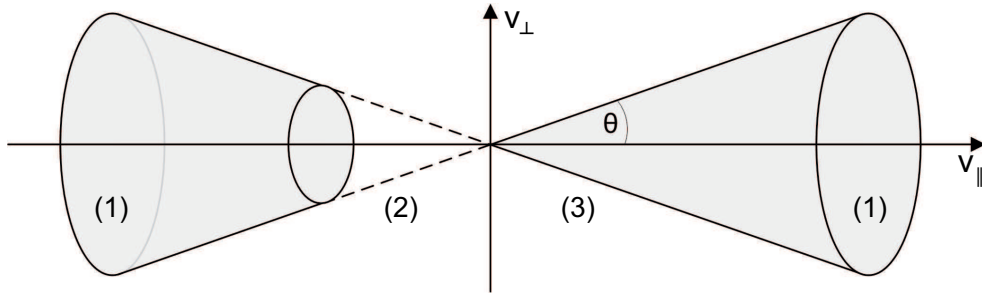


Abbildung 2.2.: Elektronenverlustkegel (1) im Geschwindigkeitsraum mit (2) und ohne (3) ECR-Heizung nach Geller [32].  $\Theta$  – Öffnungswinkel entsprechend Gleichung (2.14).

Wird die Beschleunigung der Elektronen durch resonante Mikrowellenheizung in die Betrachtungen einbezogen, so ist die Erhaltung des magnetischen Moments  $\mu_e$  nicht länger gegeben. Dies mündet in einer komplexeren Darstellung des Sachverhalts [32, 38], nach welchem sich der Verlustkegel verkürzt (Abb. 2.2). Denn ginge ein im Verlustkegel befindliches Elektron aus der Quelle verloren, so muss es die ECR-Zone passieren. Danach besitzt es jedoch eine größere Geschwindigkeit senkrecht zu den Feldlinien, wodurch es sich außerhalb des Verlustkegels wiederfindet und in der Quelle eingeschlossen wird.

In hochperformanten ECR-Ionenquellen wird der Plasmaeinschluss zusätzlich durch die Überlagerung eines magnetischen Spiegels in radialer Richtung erreicht, welcher mithilfe von permanenten Multipolmagneten generiert wird. Damit entsteht eine sogenannte „Minimum- $B$ -Struktur“, welche sich, ausgehend vom Zentrum der Quelle, durch eine in alle Richtungen ansteigende Magnetfeldstärke auszeichnet.

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

Die Elektroneneinschlusszeit  $\tau_e$  innerhalb des magnetischen Spiegels bestimmt sich aus dem Plasmapotential  $\Phi_{pl}$  und der effektiven Ladung  $Z_{eff} = (\sum q^2 n_q)/n_e$  zu [39]

$$\tau_e = \frac{\sqrt{m_e (T_e)^{3/2}}}{8\pi n_e Z_{eff}^4 \ln \Lambda_c} \left( \frac{2e\Phi_{pl}}{T_e} \right)^{1/2}, \quad (2.15)$$

wobei  $\ln \Lambda_c$  dem Coulomb-Logarithmus entspricht. Typische Werte für axiale Doppelspiegel liegen bei  $\tau_e \leq 10^{-5}$  s. Minimum- $B$ -Strukturen ermöglichen Einschlusszeiten von etwa  $\tau_e \sim 10^{-3}$  s [32].

Das Konzept des magnetischen Spiegels kann jedoch nicht für überdichte Plasmen realisiert werden, für welche gilt:  $\omega_P/\omega_{zyk} > 1$ . In diesem Fall wird die Zyklotronbewegung der Elektronen um die Magnetfeldlinien mit  $\omega_{zyk}$  sowie deren Magnetfeldeinschluss erheblich durch die Überlagerung mit der Plasmafrequenz  $\omega_P$  gestört [32].

### $\nabla B \perp \vec{B}$ -Drift

Das inhomogene Magnetfeld der Solenoidspulen bewirkt außerdem eine Elektronendrift senkrecht zur magnetischen Flussdichte und dem Flussdichtegradient. Die Driftgeschwindigkeit bestimmt sich zu [32, 37]

$$\vec{v}_D = \pm \frac{v_\perp \vec{B} \times \nabla B}{2\omega_{zyk} B^2} (2v_\parallel + v_\perp). \quad (2.16)$$

Eine solche, vergleichsweise langsame, Driftbewegung erhöht die Stoß-Wahrscheinlichkeit der Elektronen. Diese können so in den Verlustkegel gestreut werden und entweichen aus dem axialen magnetischen Spiegeleinschluss. Durch Steigerung der Flussdichte und des Gradienten kann diesem Effekt entgegengewirkt werden.

### Ioneneinschluss

Der Ioneneinschluss ist über die Quasineutralitätsbedingung (2.3) mit dem Einschluss der Elektronen verknüpft. Die hohe Elektronendichte im Bulkplasma verursacht außerdem ein lokal um den Betrag  $\Delta\Phi_{pl}$  abgesenktes elektrisches Plasmapotential, welches einen elektrostatischen Einschluss der Ionen zur Folge hat. Die Ioneneinschlusszeit  $\tau_I$  ist hiernach gegeben durch [32, 39]

$$\tau_I = R_M L \sqrt{\frac{m_I}{2T_I}} \exp \left( \frac{qe\Delta\Phi_{pl}}{T_I} \right), \quad (2.17)$$

## 2.2. Plasmen in Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquellen

mit  $T_I$  als Iontemperatur in [eV] und  $m_I$  als Ionenmasse.  $L$  bezeichnet die Länge des Plasmavolumens. Typische Ioneneinschlusszeiten in ECR-Ionenquellen reichen von  $1 \cdot 10^{-6}$  s für einfache axiale magnetische Spiegelstrukturen (Abb. 2.1) bis hin zu  $1 \cdot 10^{-2}$  s für Minimum- $B$ -Konfigurationen [16]. Nach Gleichung (2.17) besitzen niedrig geladene Ionen kleinere Einschlusszeiten. Weiterhin ist ersichtlich, dass die Einschlusszeit mithilfe des Spiegelverhältnisses  $R_M$  beeinflusst werden kann. Diese Möglichkeit besteht nicht in überdichten Plasmen. Hier ist die Ioneneinschlusszeit Diffusions- und Stoß-begrenzt und ergibt sich in Abhängigkeit der Ionen-Ionen-Stoßrate  $\tau_0$  aus [32, 39]

$$\tau_{I,d} = \frac{L^2 m_I}{\tau_0 T_I} \exp\left(\frac{qe\Delta\Phi_{pl}}{T_I}\right). \quad (2.18)$$

### 2.2.3. Ionenextraktion

Um positiv geladene Ionen aus dem Ionenquellenplasma zu extrahieren, wird im Allgemeinen eine positive Hochspannung  $U_{ex}$  im kV-Bereich zwischen einer das Plasma begrenzenden „Plasmaelektrode“ und einer im Abstand  $d$  positionierten „Extraktionselektrode“ angelegt, welche sich im einfachsten Fall auf Erdpotential befindet. Auf diese Weise werden die Ionen durch ein Loch in der Plasmaelektrode elektrostatisch in Richtung der Extraktionselektrode beschleunigt und erreichen so eine Energie von  $E_I = q \cdot e \cdot U_{ex}$ . Voraussetzung ist, dass sich der Rezipient als Plasmabehälter ebenfalls auf dem positiven Hochspannungspotential befindet.

Die Raumladung des Ionenstrahls wirkt abschirmend auf das Extraktionspotential. Die erreichbare Stromdichte wird dadurch limitiert und folgt dem Child-Langmuir-Gesetz [40, 41]

$$j_{CL} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2qe}{m_I}} \frac{U_{ex}^{3/2}}{d^2}. \quad (2.19)$$

Eine solche Abhängigkeit der extrahierten Ionenstromdichte von  $U_{ex}$  ist nur gegeben, wenn das Plasma eine ausreichend hohe Ionendichte  $n_I$  besitzt und so die für die Stromdichte  $j_{CL}$  nötigen Ionen liefern kann. Unter Vernachlässigung des externen Magnetfeldes resultiert die durch das Plasma bereitgestellte Ionenstromdichte  $j_P$  aus der Bohm-Geschwindigkeit der Ionen  $v_B$  [42]

$$j_P = qen_I v_B = qen_I \sqrt{\frac{T_e}{m_I}}. \quad (2.20)$$

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

Ist  $j_P < j_{CL}$  wird der Extraktionsstrom durch die Ionenproduktion im Plasma begrenzt und geht ab einer bestimmten Extraktionsspannung  $U_{ex}$  in Sättigung. Außerdem zieht sich das Plasma aus der Ebene der Plasmaelektrode zurück und formt eine konkav gekrümmte Grenzoberfläche über dem Extraktionsloch, welche als „Plasmameniskus“ bezeichnet wird (Abb. 2.3(a)). Nach Gleichung (2.19) und (2.20) nimmt die Krümmung mit steigender Extraktionsspannung  $U_{ex}$  sowie sinkender Elektronen- und damit Ionendichte zu. Ein konkaver Plasmameniskus wirkt sich fokussierend auf den Ionenstrahl aus und kann daher von Vorteil für den weiteren Strahltransport durch die Extraktionseinheit sein.

Der umgekehrte Fall  $j_P > j_{CL}$  ist in Plasmen hoher Dichte und / oder bei niedrigen  $U_{ex}$  im einstelligen kV-Bereich anzutreffen. Der Plasmameniskus ist nun konvex gekrümmt, was einen divergenten Ionenstrahl und die Ausblendung eines erheblichen Anteils durch die Extraktionselektrode zur Folge hat (Abb. 2.3(c)). Gilt  $j_P = j_{CL}$  so bildet sich kein Meniskus aus und die Ionen werden über eine ebene Fläche aus dem Plasma emittiert (Abb. 2.3(b)).

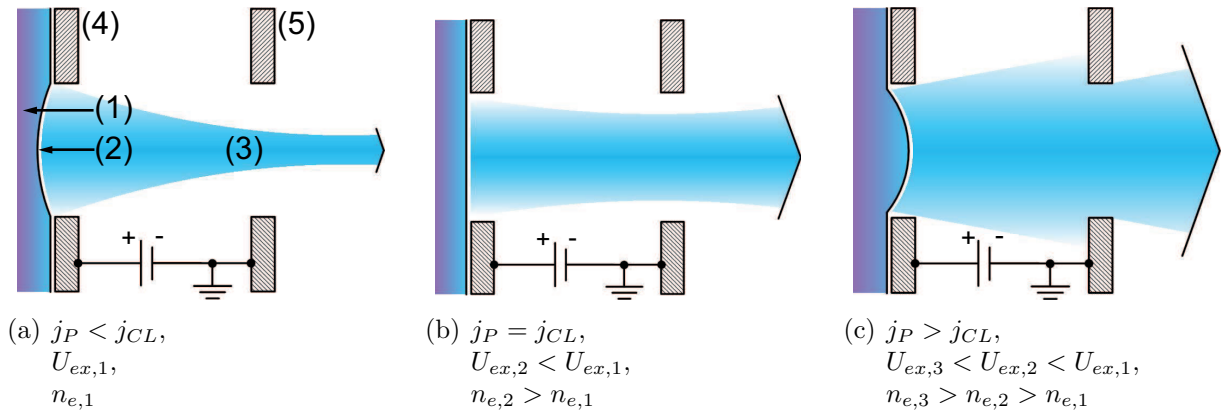


Abbildung 2.3.: Ionenextraktion – Ausbildung des Plasmameniskus nach Brown [43].

(1) Plasma, (2) Meniskus, (3) Ionenstrahl, (4)/(5) Plasma-/Extraktionselektrode.

Die Elektroden besitzen typischerweise die Form eines Rings, durch welche der Ionenstrahl hindurch tritt. Deren Geometrie bestimmt die Feldverteilung im Extraktionsgebiet und wird gezielt zur Beeinflussung des Strahltransports ausgenutzt. Der extrahierbare Strom kann über die Größe der Apertur der Plasmaelektrode erhöht werden. Übliche Aperturen liegen zwischen 5...8 mm. Größere Werte können den Eintritt des Plasmas in das Extraktionsgebiet und so die vollständige Abschirmung des Extraktionspotentials bewirken. Um den Strom weiter zu steigern, müssen Mehrloch- oder Gitter-Extraktionssysteme eingesetzt werden.



## 2.3. Plasmen in Magnetron-Sputterquellen

### 2.3.1. Erzeugung

Die entwickelte Ionenquelle wird durch eine Magnetron-Sputterquelle mit dem vom ECR-Plasma zu ionisierenden Metaldampf beladen. Magnetron-Sputterquellen bedienen sich eines Inertgas-Glimmentladungsplasmas, dessen Zündung und Aufrechterhaltung im Niederdruckbereich durch das elektrische Feld zwischen zwei Elektroden erfolgt. Gegenüber der sich üblicherweise auf Rezipientenpotential befindlichen Anode besitzt die Kathode ein negatives Potential von mehreren -100 V. Dadurch werden die positiven Inertgasionen auf die Oberfläche der Kathode beschleunigt, welche auch „Target“ genannt wird, dringen wenige Atomlagen in diese ein und übertragen ihren Impuls in Form von Stoßkaskaden auf die Gitteratome. Setzt sich die Stoßkaskade bis zur Kathodenoberfläche fort, können die obersten Gitteratome nach Überwindung der Oberflächenbindungsenergie  $E_0$  herausgelöst und als freie Atome oder Cluster in das Ionenquellenvolumen eingespeist werden (Abb. 2.4(a)). Die Kathode wird auf diese Weise zerstäubt, was dem englischen Begriff des „Sputtering“ gleichkommt und eingedeutscht als „Sputtern“ bezeichnet wird. Sie ist damit ein Verschleißteil, welches das jeweils zur Anwendung benötigte Material vorhält.

Durch den Sputtervorgang werden neben Photonen sowie reflektierten Ionen und Neutralteilchen außerdem sogenannte Sekundärelektronen aus der Kathodenoberfläche emittiert. Sekundärelektronen werden im elektrischen Feld auf dem Weg zur Anode beschleunigt und induzieren so Stoß-Ionisationsprozesse mit dem Inertgas, was die Selbsterhaltung der Entladung ermöglicht [44]. Die Anzahl erzeugter Sekundärelektronen je auf die Kathode treffendem Ion wird anhand des Sekundärelektronenemissionskoeffizienten  $\gamma_{se}$  quantifiziert. Für einfach geladene Ionen mit Energien unterhalb 1 keV ist dieser hauptsächlich abhängig vom Kathodenmaterial sowie dessen Oberflächenreinheit und dem gewählten Projektilelement. Bei dem Beschuss einer reinen, metallischen Kathodenoberfläche mit einfach geladenen  $\text{Ar}^+$ -Ionen ist  $\gamma_{se} \approx 0,1$  [45].

In Magnetron-Sputterquellen erfolgt die Glimmentladung magnetfeldgestützt. Hinter der Kathode angeordnete Permanentmagnete erzeugen ein Magnetfeld, welches gemeinsam mit dem elektrischen Feld anhand der Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = e \left( \vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (2.21)$$

den Einschluss von Primär- und Sekundärelektronen auf Zykloidenbahnen vor der Kathodenoberfläche erzwingt. Dadurch wird die Plasmadichte in Kathodennähe gesteigert und

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

eine höhere Einspeiserate gesputterter Metallatome in das Ionenquellenvolumen erreicht. Das inhomogene Magnetfeld hat die Ausbildung eines Kathoden-Erosionsgrabens, auch als engl. „Racetrack“ bezeichnet, zur Folge, dessen tiefste Stelle mit dem Gebiet der höchsten Plasmadichte korreliert (Abb. 2.4(a)). Aufgrund der vergrößerten Plasmadichte kann die Entladung bei niedrigen Prozessdrücken unterhalb 1 Pa realisiert werden.

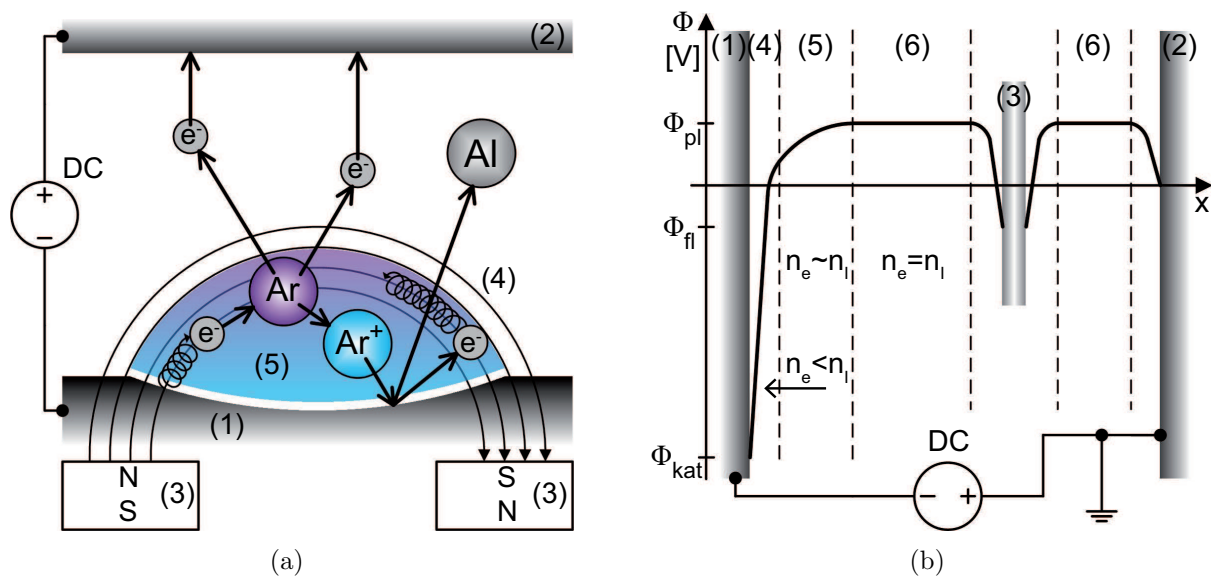


Abbildung 2.4.: (a) Prinzip des Magnetronsputterns. (1) Kathode, hier aus Al, (2) Anode, (3) Permanentmagnete, (4) Magnetfeldlinien, (5) Plasma hoher Dichte über Erosionsgraben, ( $e^-$ ) Elektron, (Ar) Ar-Atom, ( $Ar^+$ )  $Ar^+$ -Ion, (Al) Al-Atom. (b) Potentialverhältnisse und Randschichtausbildung im Plasma einer Magnetron-Sputterentladung. (1) Kathode, (2) geerdete Fläche (Anode, Kammerwand), (3) floatende Fläche, (4) Kathodenfall / Randschicht, (5) Vorschicht, (6) Bulkplasma.

Der Gleichspannungsbetrieb ist die gebräuchlichste und zugleich technisch einfachste Art der Energieeinspeisung in Magnetronplasmen mit metallischen Targets. Hierbei werden Target-Leistungsdichten von bis zu  $50 \text{ W/cm}^2$  erreicht. Der Ionisationsgrad der gesputterten Atome befindet sich im unteren einstelligen Prozentbereich [23]. Höhere Ionisationsgrade von z. B. 9,5 % für Al [46] und 90 % für Ti [47] können durch eine bis etwa 1 kHz unipolar gepulste Energieeinspeisung mit Pulsleistungsdichten von mehreren  $\text{kW/cm}^2$  generiert werden. Da die Entladung zwischen den Pulsen jedoch zusammenbricht, müssen hier ungefähr 50 % niedrigere Sputterraten in Kauf genommen werden [23]. Dies ist ein wesentlicher Nachteil gegenüber dem in dieser Arbeit verfolgten Ansatz einer kontinuierlich arbeitenden Hochstrom-Metallionenquelle im DC-Betrieb.

### 2.3.2. Plasmarandschicht

Die Elektronen des Plasmas besitzen aufgrund ihrer höheren Temperatur größere Verluste auf die Kammerwände als die Ionen. Um die Verluste beider Spezies auszugleichen, stellt sich im Bulkplasma der Entladung ein elektrisch positives Potential von wenigen 10 V gegenüber den Kammerwänden ein, welches auch als Plasmapotential  $\Phi_{pl}$  bezeichnet wird (Abb. 2.4(b)).

Vor der Kathode existiert eine Plasmarandschicht mit der Dicke  $d_{rs}$  von einigen Debye-Längen, in welcher das Plasmapotential auf das extern eingeprägte, negative Kathodenpotential  $\Phi_{kat}$  an der Kathodenoberfläche absinkt. Daher wird die Randschicht vor der Kathode auch als „Kathodenfall“ bezeichnet. Der Übergang erfolgt jedoch nicht abrupt. Nach dem Bohm-Kriterium existiert eine quasineutrale, mehrere Randschichten dicke Vorschicht, in welcher ein Potentialabfall von mindestens  $T_e/2e$  besteht. Diese sichert eine stabile Lösung der den Potentialverlauf beschreibenden Poisson-Gleichung. Die Ionen treten mit der Bohm-Geschwindigkeit  $v_B$  aus der Vorschicht in die Plasmarandschicht ein. Um das Kathodenpotential abzuschirmen, bildet das Plasma eine positive Raumladungszone in der Plasmarandschicht aus. In dieser ist die Quasineutralität des Plasmas verletzt und es gilt:  $n_e < n_I$  (Abb. 2.4(b)). Unter Vernachlässigung der Sekundärelektronenemission ergibt sich die raumladungsbegrenzte Ionenstromdichte auf die Kathode aus dem Child-Langmuir-Gesetz analog Gleichung (2.19)

$$j_{CL,kat} = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2qe}{m_I}} \frac{(\Phi_{pl} - \Phi_{kat})^{3/2}}{d_{rs}^2}. \quad (2.22)$$

Die Energie der auf die Kathode treffenden Ionen resultiert aus dem gesamten Potentialabfall

$$E_I = qe \cdot (\Phi_{pl} - \Phi_{kat}). \quad (2.23)$$

Sekundärelektronen werden im Kathodenfall in umgekehrter Richtung auf dieselbe Energie von einigen 100 eV beschleunigt und durch die Lorentzkraft nahe der Kathodenoberfläche eingefangen. Dort geben sie ihre Energie durch Elektronenstoßanregung und -ionisation von Inertgas- oder gesputterten Atomen ab, bis sie mit einigen eV in Bereiche geringerer magnetischer Flussdichte und schließlich zur Anode driften (Abb. 2.4(a)).

Betrachtet man anstatt definiert beschalteter Elektroden elektrisch isolierte Bauteile innerhalb des Plasmas, z. B. für Diagnostik- oder Isolationszwecke, so gelten ähnliche Überlegungen. Das Potential der isolierten Fläche kann sich nun jedoch frei einstellen und nimmt aufgrund  $T_e \gg T_i$  gegenüber dem Plasmapotential ein negatives, sogenanntes Floatingpo-

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

tential  $\Phi_{fl}$  von wenigen -10 V an (Abb. 2.4(b)). Dadurch stellt sich ein Gleichgewicht zwischen auftreffendem Ionenstrom und dem Strom hochenergetischer Elektronen ein, welche das Floatingpotential überwinden können. Es bildet sich ebenfalls eine Plasmarandschicht mit positiver Raumladungszone und eine Vorschicht aus. Die Ionenstromdichte über die floatende Fläche ist aufgrund der geringen Potentialunterschiede nicht raumladungs begrenzt und berechnet sich aus der Bohm-Geschwindigkeit  $v_B$  [48]

$$j_{fl} = 0,6 \cdot qen_I v_B = 0,6 \cdot qen_I \sqrt{\frac{T_e}{m_I}}. \quad (2.24)$$

### 2.3.3. Eigenschaften gesputterter Atome

#### Sputterausbeute

Die Sputterausbeute  $Y$ , also die Anzahl der im zeitlichen Mittel je einfallendem Ion gesputterten Atome, ist über die Sublimationsenergie bzw. Oberflächenbindungsenergie  $E_0$  abhängig vom gewählten Kathoden-/Targetmaterial ( $E_{0,Al} = 3,39 \text{ eV}$  [49]). Außerdem wird  $Y$  maßgeblich von der Energie  $E_I$  der auftreffenden Ionen sowie dem Verhältnis der atomaren Massen von Target und Projektil beeinflusst. Nach Yamamura et al. [50] bestimmt sich die Sputterausbeute empirisch aus den Anpassungsparametern  $a$  und  $b$  für einfach geladene, senkrecht auftreffende Ionen zu

$$Y(E_I) = 0,42 \frac{aK s_n(\epsilon^*)}{E_0 [1 + 0,35E_0 s_e(\epsilon^*)]} \left[ 1 - \sqrt{\frac{b}{E_I}} \right]^{2,8}, \quad (2.25)$$

wobei  $s_n(\epsilon^*)$  und  $s_e(\epsilon^*)$  den inelastischen sowie elastischen Bremsquerschnitten [51] und  $K$  einem Umrechnungsfaktor entsprechen. Die Querschnitte sind als Funktion der reduzierten Energie  $\epsilon^*$

$$\epsilon^* = \frac{0,03255}{Z_I Z_T \left( Z_I^{2/3} + Z_T^{2/3} \right)^{1/2}} \cdot \frac{M_T}{M_I + M_T} \cdot E_I \quad (2.26)$$

abhängig von den Massen- und Kernladungszahlen  $M_I$ ,  $M_T$ ,  $Z_I$ ,  $Z_T$  der einfallenden Ionen (I) und gesputterten Atome (T). Für den Beschuss von Aluminium mit  $\text{Ar}^+$ -Ionen ergibt sich nach Gleichung (2.25) bei Betrachtung einer typischen Entladungsspannung von 300 V:  $Y(\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Al}, E_I \approx 300 \text{ eV}) = 0,65$ . Bei gebräuchlichen Inertgasen wie Ne, Ar und Kr unterscheiden sich die Sputterausbeuten nur geringfügig voneinander (Abb. 2.5(a)). Schräg einfallende Ionen, beispielsweise hervorgerufen durch eine raue Targetoberfläche, bewirken gewöhnlich höhere Sputterausbeuten, da die resultierenden Stoßkaskaden flach

### 2.3. Plasmen in Magnetron-Sputterquellen

in Oberflächennähe verlaufen. Die Reinheit der Targetoberfläche, welche eine Funktion von Restgasdruck und -Zusammensetzung ist, sowie deren Temperatur, nehmen ebenfalls Einfluss auf die Sputterausbeute.

#### Räumliche und energetische Verteilung

Die Winkelverteilung  $f(\xi)$  der von einem Punkt der planaren Targetoberfläche ausgehenden gesputterten Atome zeigt für senkrechten Ionenbeschuss eine „cos“-Abhängigkeit [52]

$$f(\xi) \propto \cos^x \xi. \quad (2.27)$$

Hierbei bezeichnet  $\xi$  den Polarwinkel in Bezug auf die Oberflächennormale. Für gewöhnliche Magnetron-Sputterprozesse mit  $E_I < 1 \text{ keV}$  gilt:  $x < 1$  [53].

Die Energie  $E_T$  der gesputterten Atome folgt der Thompson-Verteilung, welche von der Oberflächenbindungsenergie  $E_0$  des Targetmaterials abhängig ist [54, 55]

$$f(E_T) = \frac{E_T}{(E_T + E_0)^3}. \quad (2.28)$$

Das Maximum der Verteilung liegt bei  $E_0/2$ . Für die wahrscheinlichste Energie gesputterter Al-Atome ergibt sich demnach  $\overline{E_{T,Al}} = 1,7 \text{ eV}$ .

#### Mittlere freie Weglänge – Ionisation

Die effiziente Ionisation der gesputterten Metallatome ist nur dann möglich, wenn deren mittlere freie Weglänge kleiner als die Dimensionen des Rezipientenvolumens ist. Nach Poluektov et al. [29] bestimmt sich die mittlere freie Weglänge für Elektronenstoßionisation  $\Lambda_{iz}$  aus dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{iz}$

$$\Lambda_{iz} = \frac{v_T}{v \cdot \sigma_{iz} \cdot n_e}, \quad (2.29)$$

mit  $v_T$  und  $v$  als Geschwindigkeiten der gesputterten Atome bzw. Elektronen. Da  $v$  nach Gleichung (2.1) von der Elektronentemperatur  $T_e$  abhängt, folgt, dass  $\Lambda_{iz}$  durch Steigerung von  $T_e$  und  $n_e$  verringert werden kann (Abb. 2.5(b)). Für typische Plasmaparameter der entwickelten Ionenquelle von  $T_e = 10 \text{ eV}$  und  $n_e = 1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  sowie den experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{iz,Al}(T_e = 10 \text{ eV}) = 9,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  von Freund [56] folgt nach Gleichung (2.29) eine mittlere freie Weglänge für ein gesputtertes Al-Atom von  $16 \text{ cm}$ . Hierbei wurde  $v_T = \sqrt{2\overline{E_{T,Al}}/m_{Al}}$  verwendet, wobei  $m_{Al}$  der Masse des Al-Atoms entspricht.

## 2. Plasmaphysikalische Grundlagen

Die gesputterten Atome können außerdem durch inelastische Stöße mit Prozessgasatomen in sogenannten Penning-Prozessen ionisiert werden. Eine einfache gaskinetische Abschätzung, der aus der Summe von elastischen und inelastischen Stößen mit dem Prozessgas resultierenden mittleren freien Weglänge  $\Lambda_{Gas}$ , kann anhand der Teilchendichte des Gases  $n_{Gas}$  vorgenommen werden. Diese bestimmt sich aus dem Prozessdruck  $p$  sowie der Gastemperatur  $T_{Gas}$  [57]

$$\Lambda_{Gas} = \frac{1}{\pi\sqrt{2} \cdot n_{Gas} (r_T + r_{Gas})^2} = \frac{k_B T_{Gas}}{\pi\sqrt{2} \cdot p (r_T + r_{Gas})^2} \quad (2.30)$$

Mit  $r_T$  und  $r_{Gas}$  werden die Radien der gesputterten bzw. der Prozessgas-Atome bezeichnet. Demnach verliert der Mechanismus der Prozessgas-Stoßionisation mit sinkendem Druck an Bedeutung, da  $\Lambda_{Gas}$  linear ansteigt. Ab einem Argon-Prozessdruck von 0,15 Pa und einer Gastemperatur von 350 K übersteigt die mittlere freie Weglänge  $\Lambda_{Gas}$  eines gesputterten Al-Atoms einen Wert von 20 cm (Abb. 2.5(b)), was ungefähr dem Durchmesser und der Länge der hier vorgestellten Ionenquelle entspricht.

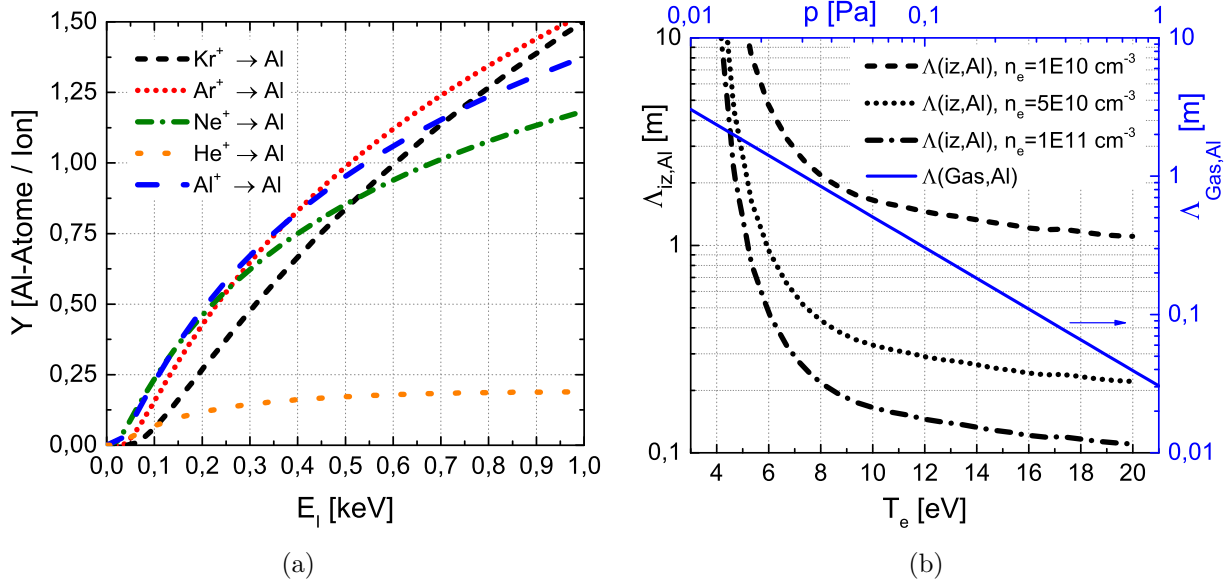


Abbildung 2.5.: (a) Nach Gleichung (2.25) berechnete Sputterausbeute  $Y$  von Aluminium als Funktion der Energie  $E_I$  verschiedener Inertgas- sowie im Kathodenfall erzeugter  $Al^+$ -Ionen [58].

(b) Mittlere freie Weglänge gesputterter Al-Atome für Elektronenstoßionisation  $\Lambda_{iz,Al}$  und Stoß mit Ar-Gasatomen  $\Lambda_{Gas,Al}$  (blau) nach Gleichung (2.29) bzw. (2.30) als Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  und -dichte  $n_e$  bzw. des Prozessdrucks  $p$ .

## 3. Aufbau und Methoden

### 3.1. Magnetron-ECR-Ionenquelle

Gemeinsam mit der Dreebit GmbH wurde eine Elektron-Zyklotron-Resonanz (ECR<sup>1</sup>)-Ionenquelle für die Produktion intensiver Ströme einfach geladener Metallionen entwickelt. Die Beladung der Quelle mit Metaldampf erfolgt über ein integriertes inverses Zylinder-Sputtermagnetron, welches speziell für diese Aufgabe entworfen wurde. Auf diese Weise entstand ein neuartiger Ionenquellenprototyp, der die Magnetron-Sputtertechnologie mit der ECR-Ionenquellentechnologie vereint, eine sogenannte Magnetron-ECR-Ionenquelle. Diese wird im Folgenden kurz als *MECRIS*, engl. **M**agnetron **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **I**on Source, bezeichnet.

#### 3.1.1. Aufbau und Funktion

Das inverse Zylindermagnetron der MECRIS ist zwischen einem wassergekühlten Solenoid-Spulenpaar positioniert (Abb. 3.1 und Anhang B, Abb. B.1(a)), welches zusammen mit den Permanentmagneten des Magnetrons das Magnetfeld für den Plasmaeinschluss und dessen ECR-Heizung erzeugt. Die Permanentmagnete sind zu zwei 20 mm breiten Ringen unterschiedlicher Polarität hinter dem indirekt wassergekühlten Aluminiumtarget im Abstand von 25 mm angebracht. Sie bewirken den magnetischen Elektroneneinschluss und die daraus resultierende Steigerung der Plasmadichte vor der Targetoberfläche, um diese effizient zu sputtern (Abb. 3.2 und Anhang B, Abb. B.1(b)). Das Al-Target ist 10 mm dick sowie 50 mm breit und bildet zusammen mit der Al-Innenverkleidung eine bündige Begrenzung des zylindrischen Ionenquellenvolumens mit einem Durchmesser von 193,2 mm und einer Länge von 197,6 mm. Um das Target zu wechseln kann der sich auf einer Gleitschiene befindliche vordere und hintere wassergekühlte Flansch der Ionenquelle samt Spule abgefahren und so das Magnetron herausgehoben werden. Das Zylindermagnetron besitzt eine separate scheibenförmige sowie wassergekühlte Kupferanode mit einer Stirnflächenbreite von 7 mm und einem auf das Quellenvolumen angepassten Innendurchmesser.

---

<sup>1</sup>engl. *Electron Cyclotron Resonance*

### 3. Aufbau und Methoden

Diese ist wahlweise direkt vor oder nach dem Magnetron platzierbar und kann je nach Bedarf als Alternative zum Quellengehäuse eingesetzt werden (Standard: Extraktionsseite, elektrisches Potential analog Quellengehäuse).

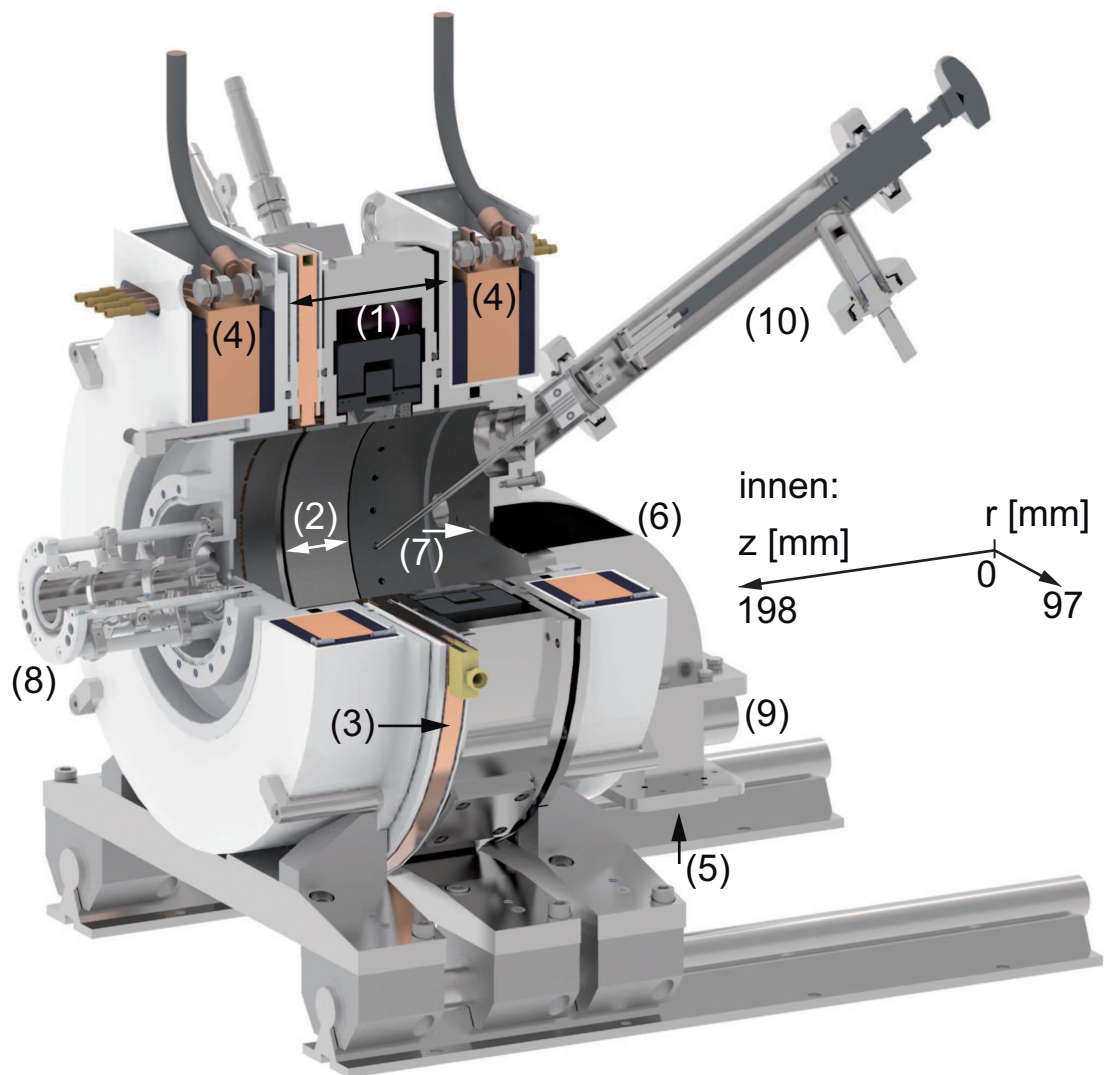


Abbildung 3.1.: Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle. (1) Invertiertes Zylindermagnetron, (2) Kathode / Target (Al), (3) Anode (Cu), (4) Solenoidspulen (Cu) mit Magnetjoch (Weicheisen), (5) Einkoppelfenster Mikrowelle (MW), (6) Rechteckhohlleiter, (7) MW-Einkoppelschlitz, (8) Extraktionssystem, (9) Pumpenanschluss, (10) Lineardurchführung mit Doppel-Langmuir-Sonde.



### 3.1. Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle

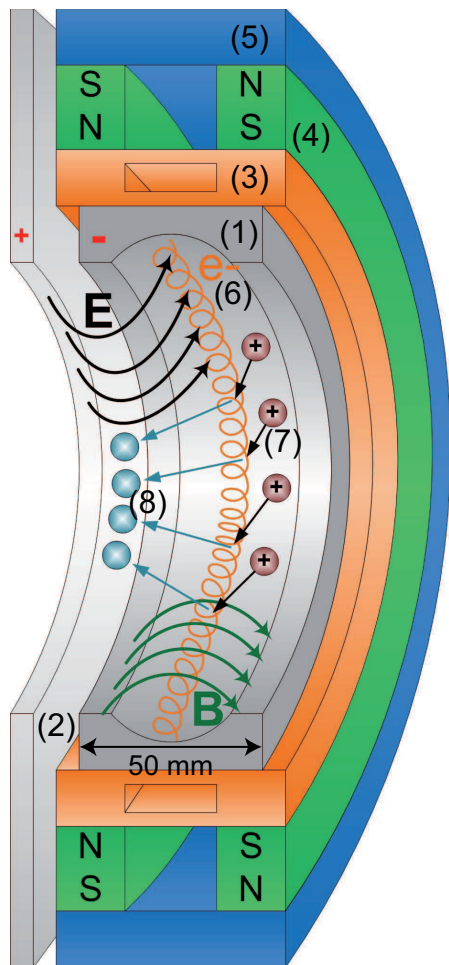


Abbildung 3.2.:

Schema invertiertes Zylindermagnetron. (1) Kathode / Target (Al), (2) Anode (Cu), (3) Kühlplatte (Cu) mit Wasserkanal, (4) Permanentmagnetringe (NdFeB), (5) Magnetjoch (Weicheisen), (6) Elektronen-Zykloidenbahnen, (7) auf das Target beschleunigte  $\text{Ar}^+$ -Ionen, (8) gesputterte Al-Atome.

Die Mikrowelleneinspeisung in das Quellenvolumen erfolgt kontinuierlich mit einer Leistung von 0,3...2 kW in der Mode  $\text{TE}_{10}$  mit einer Frequenz von 2,45 GHz über einen rückseitigen, wassergekühlten Rechteckhohlleiter vom Typ R 26. Das damit erzeugte ECR-Plasma wird genutzt, um die durch das Magnetron-Sputterplasma bereit gestellten Al-Atome durch Elektronenstoß zu ionisieren. Zur Impedanzanpassung zwischen Plasma und dem die Mikrowelle (MW) erzeugenden Magnetron kann eine in die Hohlleiterstrecke integrierte, halb-automatische 3-Stift-Abstimmereinheit verwendet werden. MW-Magnetron, Abstimmereinheit und Hohlleiterstrecke wurden von der Firma Fricke und Mallah Microwave Technology GmbH nach Vorgabe entwickelt. Das Quarzglas-Mikrowellen-Einkoppelfenster befindet sich am Anfang eines  $90^\circ$ -Rechteck-Hohlleiterbogens, dessen Ende in das Ionenquellenvolumen mündet. Die Hohlleitermündung schließt mit einem MW-Einkoppelschlitz ab, um deren Querschnittfläche von  $43 \times 86 \text{ mm}^2$  auf  $0,5 \times 62 \text{ mm}^2$  zu reduzieren. Mit dieser Konstruktion wird das Fenster vor der Beschichtung mit gesputterten Al-Atomen geschützt.

### 3. Aufbau und Methoden

Andernfalls würde die eingespeiste Mikrowelle zunehmend an der abgelagerten Al-Schicht reflektiert, was eine Drift der Prozessparameter und das Aufheizen des Glases zur Folge hätte. Weiterhin wird der Beschuss des Fensters mit entlang der Quellenachse entweichenden Ladungsträgern und somit dessen Temperaturbelastung minimiert.

Die MECRIS wird auf einer elektrisch isolierten Plattform mit einem positiven Potential von bis zu 30 kV (Hochspannungsversorgung *HPp 300 107*, ISEG) gegenüber Erdbezug betrieben; fortan wird diese Potentialdifferenz als Extraktionsspannung  $U_{ex}$  definiert. Dadurch werden die aus der Quelle extrahierten Ionen gegen Erdpotential beschleunigt und die sich anschließende Ionenstrahlführung, -diagnostik und -implantation kann auf Erdpotential erfolgen. Da das Sputtermagnetron in die Ionenquelle integriert ist, musste dessen Spannungsversorgung (*Pinnacle Plus+ 10 kW*, Advanced Energy, DC-Leistungsregelungsmodus) über einen Drehstromtrenntransformator und eine elektrisch isolierte Einhausung auf demselben Potential wie die MECRIS installiert und optisch über ein Glasfaserkabel angesteuert werden. Gleiches gilt für die Spulenstromversorgungen (2x *SM 30-200-P231-P277*, Schulz-Electronic GmbH). Um die MW-Magnetron-Spannungsversorgung (Fricke und Mallah Microwave Technology GmbH) auf Erdpotential handhaben zu können, musste das MW-Magnetron mithilfe einer hohlen, rechteckigen PTFE<sup>2</sup>-Unterbrechung in der MW-Zuleitung elektrisch vom Potential der MECRIS getrennt werden.

Die Evakuierung der MECRIS erfolgt durch die Extraktionsöffnung über den sich anschließenden Strahlkanal mithilfe einer Turbomolekularpumpe (*HiPace 400*, 355 l/s N<sub>2</sub>, Pfeiffer Vacuum Technology AG) und eines Wälzkolben-Vorvakuumumpumpstands (*ACP 15*, Pfeiffer Vacuum Technology AG). Aufgrund des niedrigen Leitwerts des MW-Einkoppelschlitzes muss der Hohlleiterbogen zusätzlich gepumpt werden. Hierfür kommt ein Turbomolekular-Membran-Pumpstand (*HiCube 80 Eco*, 671 l/s N<sub>2</sub>, Pfeiffer Vacuum Technology AG) zum Einsatz. Das Prozessgas (Ne, Ar, Kr) wird rückseitig neben dem Hohlleiter über eine potentialgetrennte Zuführung mit einem über einen Massenflussregler (wahlweise *MF1*, MKS, 20 sccm oder *F-200CV-002*, Bronkhorst, 5 sccm) eingestellten, konstanten Fluss in die Ionenquelle eingeleitet. Die Messung des sich einstellenden Prozessdrucks erfolgte während der Plasmadiagnostik und Ionenextraktion unmittelbar nach der Extraktionseinheit mittels einer Pirani-Penning-Kombinationsmessröhre (*MPT 200*, Pfeiffer Vacuum Technology AG). Der Basisdruck betrug etwa  $1 \cdot 10^{-5}$  Pa.

Für die Plasmadiagnostik, wie die Doppel-Langmuir-Sondenmessung und die optische Emissionsspektroskopie, stehen rückseitig neben dem Hohlleiter drei Ports für die Kleinflanschverbindungen KF 25 und KF 40 zur Verfügung.

---

<sup>2</sup>Polytetrafluorethylen

## Testrezipient

Die plasmaphysikalische Charakterisierung des Zylindermagnetrons erfolgte während der Projektierung und Fertigung der Mikrowelleneinkoppelstrecke und MECRIS-Extraktionseinheit mithilfe eines Testrezipienten ohne Mikrowelleneinspeisung am Fraunhofer-Institut FEP (Kap. 5 und Anhang B, Abb. B.2). Verglichen mit der MECRIS zeichnet sich dieser durch analoge Innenmaße sowie dieselbe Positionierung der Solenoidspulen und Diagnostikdurchführungen aus. Auf einen separaten Pumpstand wurde verzichtet. Stattdessen geschah die Evakuierung über die Laboranlage LB4001 und eine an der Rückseite des Testrezipienten angebrachte Turbomolekularpumpe (*Turbovac 50*, 33 l/s N<sub>2</sub>, Oerlikon Leybold Vacuum GmbH). Der auf diese Weise erreichte Basisdruck betrug  $5 \cdot 10^{-4}$  Pa. Das Prozessgas (Ne, Ar, Kr) wurde gegenüber der Pumpseite mit konstantem Fluss über einen Massenflussregler (*2179B*, MKS) in den Testrezipient eingelassen und der Prozessdruck gasartunabhängig mit einem kapazitiven Manometer (*Baratron 627D*, MKS) bestimmt. Dieses war direkt an der Rückseite des Rezipienten angebracht.

Für den direkten Vergleich mit den Plasmaparametern Elektronentemperatur und -dichte des ECR- und kombinierten Sputtermagnetron-ECR-Plasmas, wurde das Sputtermagnetronplasma am original MECRIS-Aufbau untersucht (Kap. 6).

### 3.1.2. Magnetfelddesign

Bei der Integration eines Sputtermagnetrons in eine 2,45 GHz ECR-Ionenquelle sind besondere Anforderungen an das resultierende Gesamtmagnetfeld zu stellen:

- Innerhalb des Ionenquellenvolumens wird die ECR-Bedingung mit der magnetischen Resonanzflussdichte  $B_{ECR} = 87,5$  mT erfüllt.
- Der aus dem axialen magnetischen Spiegelfeld der Solenoidspulen resultierende Elektroneneinschluss innerhalb des Ionenquellenvolumens wird nicht negativ durch das von den Magneten des Magnetrons verursachte Feld beeinflusst.
- Der Sputterprozess des Magnetrons wird nicht durch das Magnetfeld der Solenoidspulen gestört.

Um das Magnetfeld der MECRIS hinsichtlich dieser Randbedingungen auszulegen, wurde dessen Magnetfeldstärke  $H$  bzw. -flussdichte  $B$  numerisch mithilfe der FEM<sup>3</sup>-Simulationssoftware *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> ortsaufgelöst nach dem Ampèreschen Gesetz berechnet (Anhang A.1).

---

<sup>3</sup>Finite-Elemente-Methode

### 3. Aufbau und Methoden

Es zeigt sich, dass alle o.g. Anforderungen erfüllt werden, wenn das Sputtermagnetron als Hohlzylinder ausgeführt und zwischen den beiden Solenoidspulen positioniert wird. Auf diese Weise erfolgt eine auf das Quellenzentrum fokussierte Einspeisung des von der Targetoberfläche gesputterten Materials in radialer Richtung.

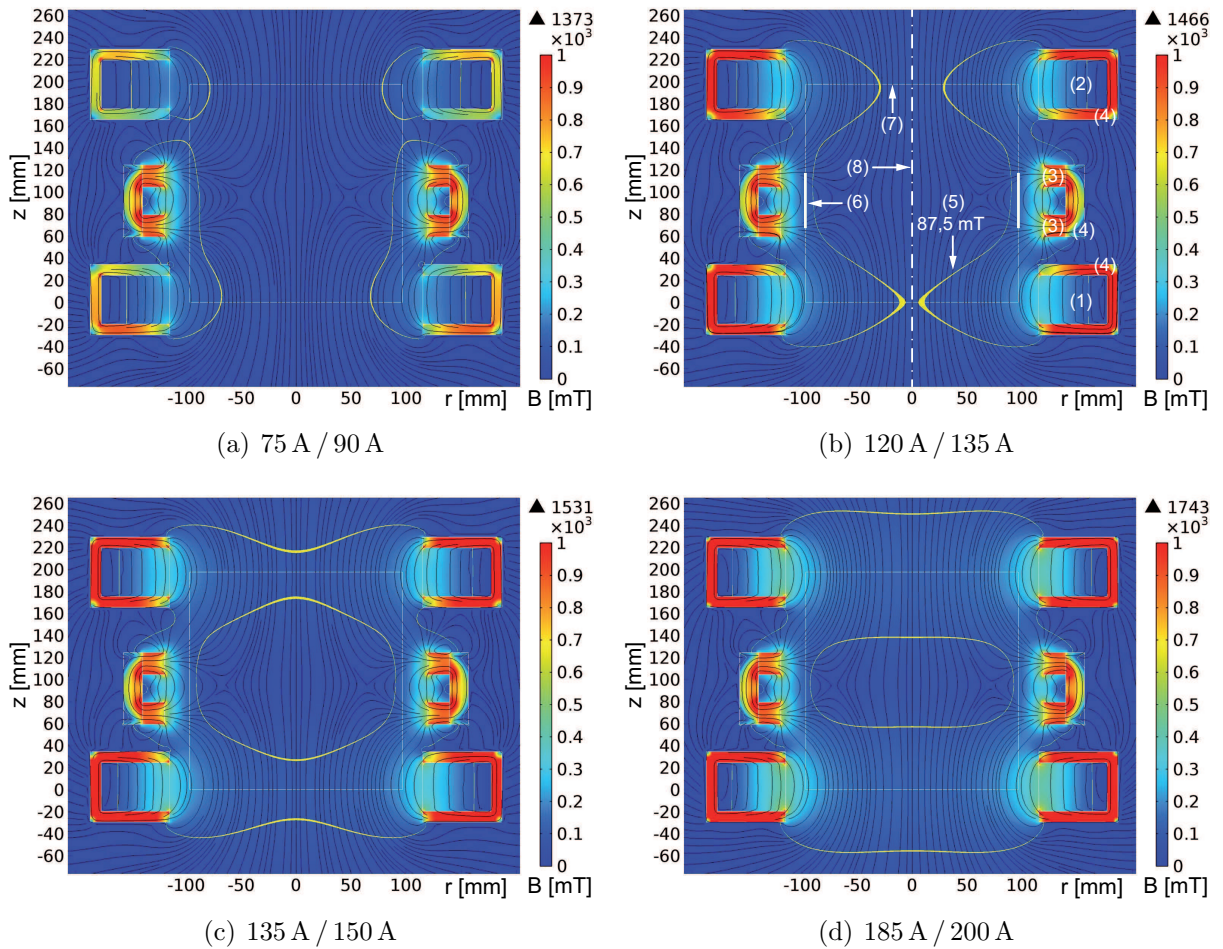


Abbildung 3.3.: Rotationssymmetrische FEM-Simulation der magnetischen Flussdichte  $B$  sowie der  $H$ -Feldlinien der MECRIS mittels *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> in Abhängigkeit der Strompaarung (a)...(d) der Solenoidspule auf der MW-Einspeiseseite (1) und auf der Extraktionsseite (2). (3) Permanentmagnete Zylindermagnetron, (4) Weicheisenjoch, (5) magnetische ECR-Isofläche bei 87,5 mT (gelb), (6) Targetoberfläche, (7) Wand Rezipient, (8) Rotationsachse.

### 3.1. Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle

Ab einer Spulenstrom (SS)-Paarung von 135 A auf der Ionenextraktionsseite und 150 A auf der MW-Einspeiseseite ist die Entstehung einer geschlossenen magnetischen Isofläche innerhalb des Quellenvolumens mit einer Flussdichte von 87,5 mT zu beobachten (Abb. 3.3(c)). Nach Geller [32] ermöglicht dies eine äußerst effiziente Elektronenheizung. Diese SS-Kombination wurde für alle Experimente als Standard gesetzt. SS-Paarungen unterhalb 135 A / 150 A führen zu offenen magnetischen Resonanzflächen innerhalb des Quellenvolumens, welche mit den Wänden in Kontakt stehen (Abb. 3.3(a), 3.3(b)). Mithilfe der SS-Differenz von 15 A kann ein Magnetfeldgradient erzeugt werden, welcher, in Verbindung mit dem entlang der Quellenachse orientierten Magnetfeldverlauf, die Führung der Ladungsträger in Richtung der Extraktionsöffnung ermöglicht [32]. Durch Erhöhung des Spulenstroms verringert sich das von der magnetischen Isofläche eingeschlossene Volumen, bis sich diese bei dem Maximum von 185 A / 200 A schließlich in der Ebene des Zylindermagnetrons befindet (Abb. 3.3(d)). Die ECR-Fläche ist für alle möglichen SS-Paarungen mit ca. 10 mm Abstand nah an der Targetoberfläche lokalisiert, was nach Experimenten anderer Arbeitsgruppen als förderlich für die Produktion von Ionen der gesputterten Spezies eingestuft wurde [20, 22, 59].

Eine besondere Eigenschaft des Magnetfeldes der MECRIS besteht in der Ausbildung eines Feldstärkeminimums – auch als Senke bezeichnet – vor der Targetoberfläche. Die Senke entsteht aufgrund der gegenläufig orientierten Magnetfelder der Solenoidspulen und Permanentmagnete. Von dem Minimum aus steigt die Feldstärke in radialer Richtung nach außen stetig an. Dies hat einen radialen magnetischen Spiegeleinschluss nach außen driftender Elektronen zur Folge. In Kombination mit dem durch die Solenoidspulen erzeugten axialen magnetischen Spiegelfeld wird eine Minimum- $B$ -Struktur im Inneren der Ionenquelle generiert, welche einen effektiven Einschluss von Primär- und Sekundärelektronen in axialer und radialer Richtung garantiert (Abb. 3.4(a), 3.5). Mithilfe des Spulenstroms kann die Magnetfeldstärke und somit die Güte des magnetischen Spiegeleinschlusses eingestellt werden. Am Ort der magnetischen Senke ist das axiale magnetische Spiegelverhältnis  $R_M$  (Gleichung (2.13)) am größten und erreicht für die Standard-SS-Paarung einen Wert von ca. 45. Nach innen nimmt  $R_M$  stetig bis auf einen minimalen Wert von ca. 2 ab.

Mithilfe von Hall-Sondenmessungen (*Magnetoscop 1.580*, Institut Dr. Förster) entlang der Rotationsachse der MECRIS konnte für verschiedene SS-Paarungen gezeigt werden, dass Magnetfeldverlauf und -stärke mit den Simulationsrechnungen übereinstimmen (Abb. 3.5(a)).

### 3. Aufbau und Methoden

Die berechnete Magnetfeldstärke an der Targetoberfläche weist eine symmetrische Verteilung um deren Mittellinie auf. Hierbei besitzt die zur Targetoberfläche senkrechte Magnetfeldkomponente  $H_r$  ihren Nulldurchgang genau im Zentrum, während die Parallelkomponente  $H_z$  an dieser Stelle ihr Maximum von bis zu 112 kA/m erreicht (Abb. 3.4(b)). Resultierend ergeben sich Magnetfeldlinien, welche bogenförmig aus der Oberfläche aus- und eintreten. Sekundärelektronen werden auf diese Weise vor der Targetoberfläche entlang der Feldlinien hin und her reflektiert, da sie in der Plasmarandschicht vor dem sich auf negativem Potential befindlichen Target abgestoßen werden. Dies ist auch als „Hohlkathodeneffekt“ bekannt. Zusammen mit dem überlagerten elektrischen Feld bewirkt die Lorentzkraft eine zyklonale Drift der Elektronen entlang der Mittellinie der Targetoberfläche. Der auf diese Weise erreichte Elektroneneinschluss ermöglicht das Sputtern des Targets mit hoher Rate unter Ausbildung eines zentrierten Erosionsgrabens (Abb. 3.2).

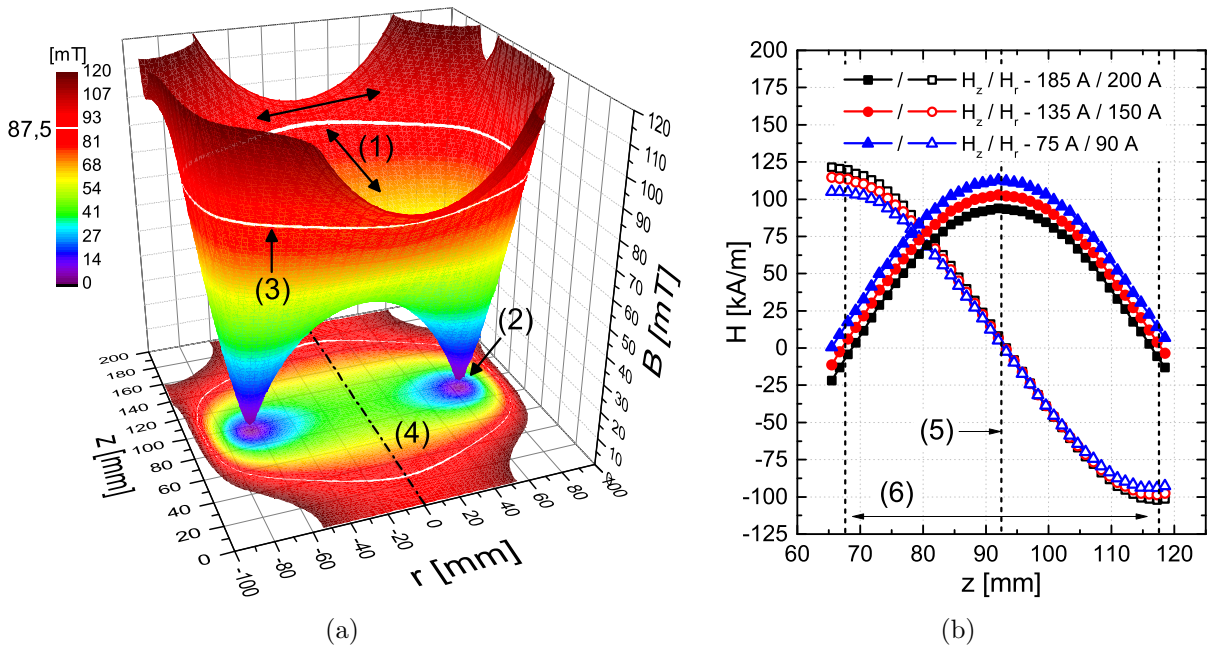


Abbildung 3.4.: Modellierter Minimum- $B$ -Struktur im Inneren der MECRIS bei der SS-Paarung 135 A / 150 A (a) sowie die Magnetfeldkomponenten parallel ( $H_z$ ) und senkrecht ( $H_r$ ) zur Rotationsachse an der Targetoberfläche als Funktion der SS-Paarung (b). (1) radialer ( $r$ ) und axialer ( $z$ ) magnetischer Spiegeleinschluss der Elektronen, (2) magnetische Senke (Minimum- $B$ ), (3) magnetische Resonanzflussdichte bei 87,5 mT, (4) Rotationsachse, (5) Targetmittellinie bei  $z = 92,5$  mm, (6) Targetbreite 50 mm. Rotationssymmetrische FEM-Simulation mittels *COMSOL Multiphysics*®.



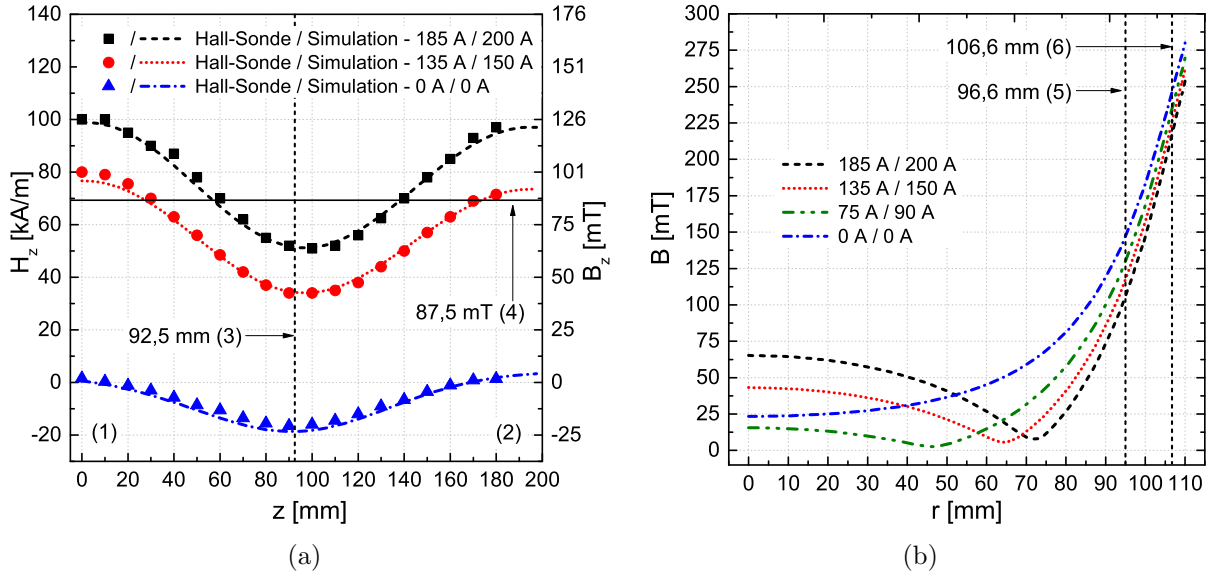


Abbildung 3.5.: (a) Vergleich Hall-Sondenmessung und FEM-Simulation der magnetischen Feld- bzw. Flussdichte-Komponente  $H_z$  bzw.  $B_z$  entlang der Rotationsachse für verschiedene SS-Paarungen (axialer magnetischer Spiegel). (b) Simulierte magnetische Flussdichte  $B$  entlang der Targetmittellinie der MECRIS in Abhängigkeit der SS-Paarung (radialer magnetischer Spiegel). (1)/(2) MW-Einspeise- bzw. Extraktionsseite, (3) Targetmittellinie, (4) magn. Resonanzflussdichte, (5)/(6) nicht erodierte bzw. vollständig erodierte Targetoberfläche. Simulation: *COMSOL Multiphysics*®.

### 3.1.3. Mikrowelleneinspeisung

Die Dimensionen des zylindrischen Ionenquellenvolumens sind mit einer Länge von 197,6 mm und einem Durchmesser von 193,2 mm so ausgelegt, dass ein Hohlraumresonator, für die in der Mode  $TE_{10}$  eingespeiste Mikrowelle mit der Frequenz von 2,45 GHz, entsteht. Die Bestimmung der Abmessungen geschah anhand numerischer FEM-Berechnungen zur Mikrowellenausbreitung mittels *COMSOL Multiphysics*® (Anhang A.2.1) gemeinsam mit der Firma Fricke und Mallah Microwave Technology GmbH.

Der Resonator bewirkt, unter Verwendung einer angepassten MW-Hohlleiterlänge, die Ausbildung einer stehenden elektromagnetischen Welle der Mode  $TE_{11}$  im Quellenvolumen, welche drei Maxima der elektrischen Feldstärke mit ca. 45 kV/m entlang der Quellenachse bei 2 kW Mikrowellenleistung aufweist (Abb. 3.6(a)). Mit diesem Prinzip sollen die MW-Reflexionsverluste minimiert und stationäre Einspeisebedingungen garantiert werden, welche ein möglichst stabiles Plasma und damit einen zeitlich konstanten Ionenextrakti-

### 3. Aufbau und Methoden

onsstrom ermöglichen. Außerdem kann die Energieübertragung der Mikrowelle an die freien Elektronen des Plasmas mithilfe des Resonators optimiert werden, indem die magnetische ECR-Fläche anhand des Spulenstroms in die Bereiche der ortsfesten Feldstärkemaxima verschoben wird.

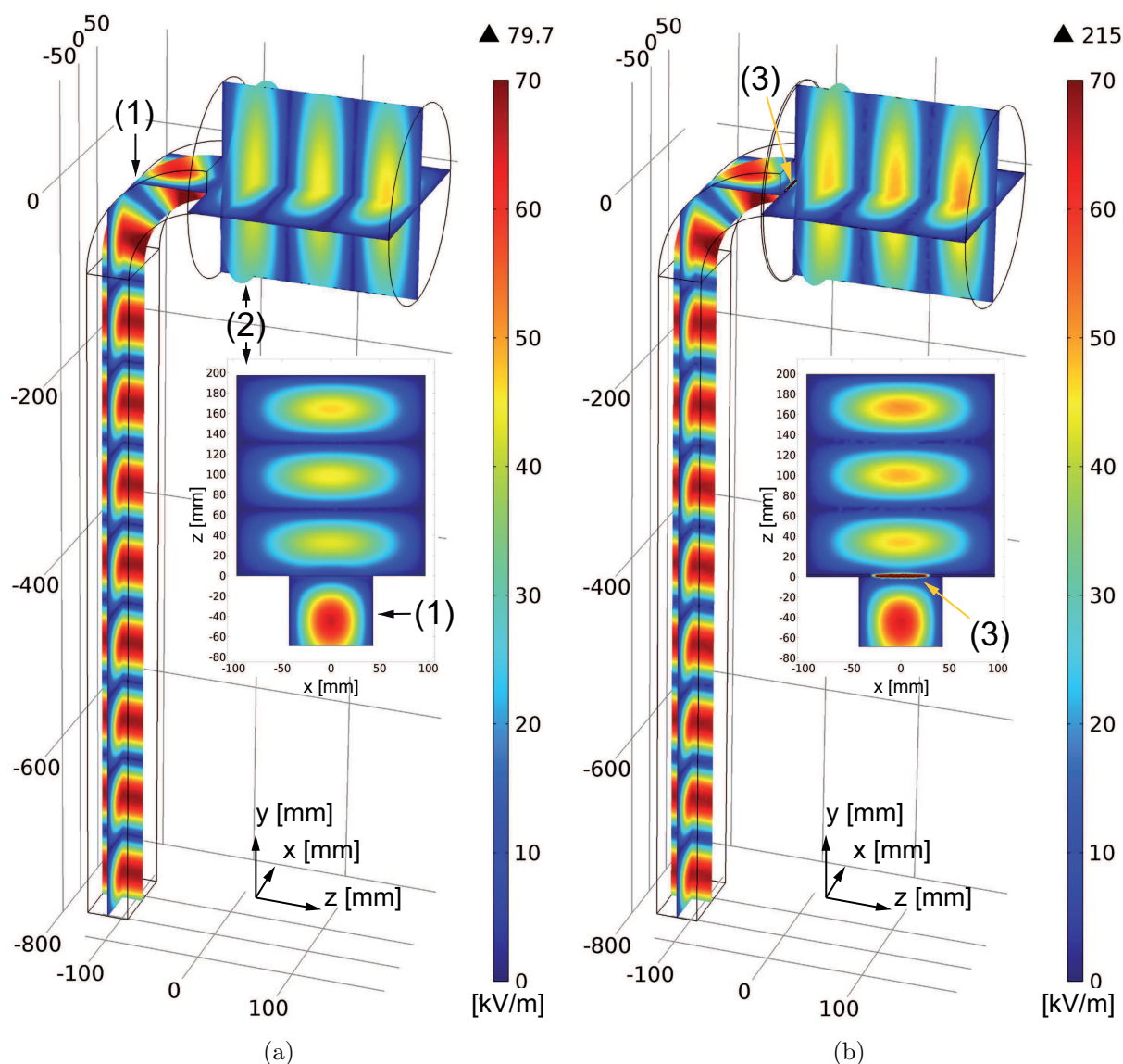


Abbildung 3.6.: Distribution des elektrischen Feldes der mit 2,45 GHz und 2 kW eingespeisten Mikrowelle innerhalb des Hohlleiters (1) und des Quellenvolumens (2) ohne (a) und mit (b) Einkoppelschlitz (3) in 3d- sowie 2d-Ansicht der x-z-Ebene bei  $y = 0$  mm. Die maximale Feldstärke von 215 kV/m wird im Einkoppelschlitz erreicht. *COMSOL Multiphysics®*-FEM-Simulation.



### 3.1. Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle

Der MW-Einkoppelschlitz an der Hohlleitermündung wurde ebenfalls mittels numerischer FEM-Berechnungen zur Mikrowellenausbreitung, unter Nutzung von *COMSOL*, projiziert. Es zeigt sich, dass das elektrische Feld der Mikrowelle nahezu ungestört bleibt, wenn dieser eine Querschnittfläche von  $0,5 \times 62 \text{ mm}^2$  besitzt und im Minimum der elektrischen Feldstärke angeordnet ist (Abb. 3.6(b), [60]). Die in der Quelle erreichten maximalen Feldstärken werden sogar um etwa  $5 \text{ kV/m}$  auf ca.  $49 \text{ kV/m}$  erhöht.

Die bisherigen Schilderungen gehen von einem evakuierten Quellenvolumen ohne Plasma aus. Das Plasma besitzt jedoch eine von der Elektronendichte abhängige Permittivität tensoriellen Charakters und kann sowohl die Dämpfung als auch Verschiebung der Feldstärkemaxima sowie die Ausbildung weiterer Moden verursachen [32]. Durch den Einsatz der 3-Stift-Abstimmereinheit in der Hohlleiterstrecke kann dem Plasmaeinfluss Rechnung getragen und die Randbedingung für die MW-Ausbreitung so eingestellt werden, dass die reflektierte MW-Leistung reduziert und folglich die Leistungseinkopplung in das Plasma erhöht wird.

Überschreitet die Elektronendichte des Plasmas die MW-Cutoff-Dichte, so kann die MW nur teilweise oder überhaupt nicht in das Quellenvolumen eindringen. Die oben geschilderte Quellendimensionierung als Resonator spielt in diesem Fall des überdichten Plasmas eine untergeordnete bzw. unbedeutende Rolle.

#### 3.1.4. Ionenextraktionseinheit

Die erzeugten  $\text{Al}^+$ - und Prozessgasionen werden mithilfe einer aus 5 elektrisch isolierten Ringelektroden bestehenden Extraktionseinheit entlang der Quellenachse über die Öffnung der Plasmaelektrode mit einem Durchmesser von wahlweise  $d_A = 4 \dots 8 \text{ mm}$  extrahiert (Standard:  $d_A = 8 \text{ mm}$ , Abb. 3.1). Um die Abstände der Elektroden experimentell optimieren zu können, sind diese variabel verschiebbar auf Keramikstäbe montiert. Die Standardentfernung zwischen Plasmaelektrode und Extraktionselektrode beträgt  $d = 13 \text{ mm}$ .

Der Ionenstrahl wird durch dessen positive Raumladung aufgeweitet, was zu Verlusten im anschließenden Transportsystem führt. Die Raumladung wird teilweise durch Elektronen kompensiert, welche im Extraktionsbereich durch Stoßprozesse der Strahlionen mit den Restgasatomen erzeugt werden. Um die Raumladungskompensation zu verstärken kann an die Extraktionselektrode ein Potential  $U_1$  von bis zu  $-6 \text{ kV}$  in Bezug auf Erdpotential angelegt werden (Standard:  $U_1 = -0,5 \text{ kV}$ , Hochspannungsversorgung *GPN 60 506*, ISEG). Dieses hindert die Elektronen daran dem Potentialanstieg in Richtung Ionenquelle zu folgen und in dieser Richtung zu entweichen. Die maximale Potentialdifferenz zwischen Extraktionselektrode und Plasmaelektrode / MECRIS beträgt so  $36 \text{ kV}$ .

### 3. Aufbau und Methoden

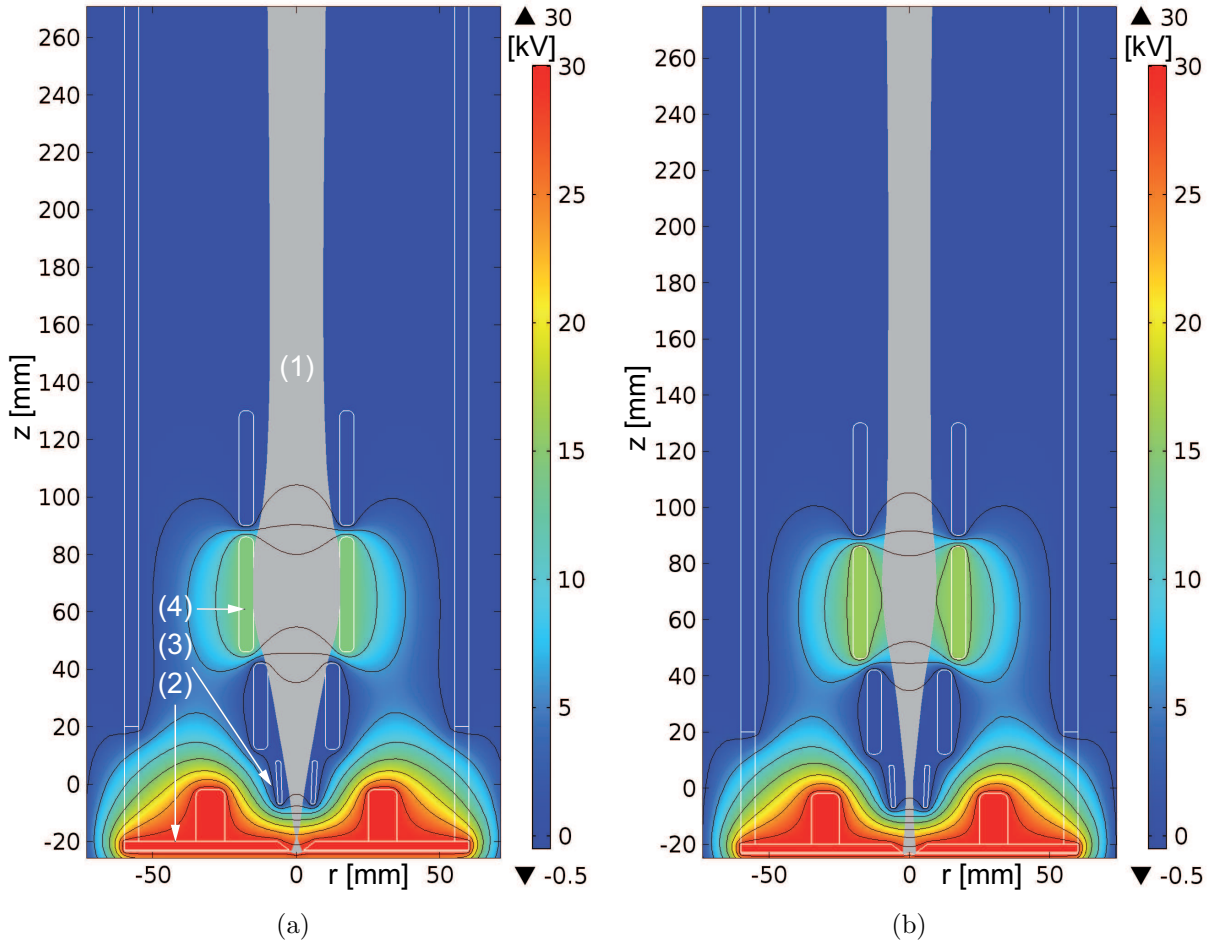


Abbildung 3.7.: 2d *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup>-FEM-Simulation der Trajektorien extrahierter  $\text{Al}^+$ -Ionen (1) bei konkavem (a) und konvexem (b) Plasamameniskus unter Wirkung des elektrischen Potentials der Plasma-(2), Extraktions-(3) und Linsenelektrode (4) der Extraktionseinheit.

Von den drei folgenden Elektroden kann die mittlere mit einem positiven Potential von bis zu 20 kV (*GPp 200 156*, ISEG) gegenüber den beiden äußeren, geerdeten Elektroden beaufschlagt werden. Sie dient, in Kombination mit der letzten Elektrode, als elektrostatische Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls. Nach der Extraktionseinheit besitzen die Ionen eine maximale Energie von 30 keV, welche aus der elektrischen Potentialdifferenz zwischen MECRIS-Plattform und letzter geerdeter Elektrode resultiert.

Gemeinsam mit der Dreebit GmbH wurden numerische FEM-Berechnungen zum Ionenstrahltransport innerhalb der Extraktionseinheit, unter Verwendung von *COMSOL*, durchgeführt (Anhang A.4.2). Auf diese Weise konnten die Abmessungen und Abstände der Elek-

troden festgelegt werden (Abb. 3.7). Die Extraktionseinheit ist nach der extraktionsseitigen Spule in dem Gebiet abnehmender magnetischer Flussdichte positioniert. So kann die durch die longitudinale Magnetfeldkomponente hervorgerufene Strahlrotation minimiert und für die Auslegung vernachlässigt werden [61]. Zu hohe Magnetfeldstärken sowie Oberflächen verbindende Feldlinien können lokale, parasitäre Entladungen in der Extraktionseinheit verursachen. Dies wird durch Weicheiseneinsätze in den Elektroden verhindert.

#### 3.1.5. Allgemeine Betriebseigenschaften

Die Zündung des DC-Magnetron-Sputterplasmas erfolgte problemlos, sowohl ohne als auch mit Spulenmagnetfeld. Der Betrieb des alleinigen Magnetrons (ohne MW-Einspeisung) stellte sich ohne und mit Spulenmagnetfeld für die Prozessgase Neon, Argon und Krypton bis zum Stromanschlag der Spannungsversorgung (31,4 A) als störungsfrei und unkritisch heraus. Hierbei wurde eine maximale Sputterleistung von 10 kW umgesetzt. Die Plasmaentladung konnte über die gesamte Targetlebensdauer von etwa 180 kWh akkumulierter Sputterleistung stabil und ohne Ausfälle betrieben werden. Unter Einfluss des Spulenmagnetfeldes konnte der quelleninterne Ar-Prozessdruck auf minimal 0,1 Pa gesenkt werden, bevor die Entladung erlosch.

Das ECR-Plasma konnte allein über mehrere Stunden ohne Störung aufrechterhalten werden. Dies gilt für alle möglichen SS-Paarungen und einen minimalen Prozessdruck von  $7 \cdot 10^{-4}$  Pa. Selbst ohne Spulenmagnetfeld zündete ein ECR-Plasma, da die Permanentmagnete des Zylindermagnetrons eine magnetische Resonanzfläche mit der Flussdichte von 87,5 mT vor der Targetoberfläche ausbilden.

Magnetron- und ECR-Plasma ließen sich unabhängig voneinander zu- und abschalten, ohne Überschlüge oder Prozessinstabilitäten zu generieren. Der Betrieb der Ionenquelle im MECRIS-Modus, also mit ECR- und Sputterplasma, war für Ar und Ne bis zu einem minimalen Prozessdruck von  $2 \cdot 10^{-3}$  Pa stabil über mehrere Stunden möglich. Unterhalb erlosch die Magnetronentladung. Drücke über  $2 \cdot 10^{-2}$  Pa verursachten in Verbindung mit hohen Magnetfeldstärken (SS MW-Einspeiseseite  $> 180$  A) die Zündung eines parasitären Plasmas im Hohlleiter. Die technisch größtmögliche Last von 10 kW Sputterleistung und gleichzeitig 2 kW Mikrowellenleistung war unproblematisch realisierbar, da alle Komponenten ausreichend gekühlt wurden. Hierbei konnte bei einem Druck zwischen  $1 \dots 2 \cdot 10^{-2}$  Pa ein großer Bereich an SS-Paarungen von 75 A / 90 A bis 180 A / 195 A überstrichen werden. Unterhalb 75 A / 90 A traten Instabilitäten des MECRIS-Plasmas auf.

### 3. Aufbau und Methoden

Bei zugeschalteter Extraktionsspannung – also aktiver Ionenextraktion – musste die MECRIS aufgrund der Überschlagsneigung zwischen den Elektroden der Extraktionseinheit mit niedrigen Prozessdrücken von standardmäßig  $4 \cdot 10^{-3}$  Pa betrieben werden. Das SS-Paarungsfenster wurde dadurch auf 90 A / 105 A bis 180 A / 195 A und die maximal mögliche Sputter- und Mikrowellenleistung auf 8 kW bzw. 1,5 kW beschränkt.

## 3.2. Metallionenimplanter

Die MECRIS ist Teil einer Implantationsanlage, mit welcher der extrahierte Ionenstrahl aufbereitet und mit einer maximalen Energie von 30 keV geerdeten Substraten zugeführt werden kann (Abb. 3.8). Die Anlage wurde während der Konzipierung und Inbetriebnahme der MECRIS von der Dreebit GmbH entwickelt, aufgebaut und bis zum zweiten Faraday-Cup in Betrieb genommen.

Der Ionenstrahl passiert zunächst einen Dipol-Analysemagnet und wird mithilfe der Lorentzkraft nach dem Verhältnis von Ladungszustand und Ionenmasse  $q/m_I$  separiert, aufgrund unterschiedlicher Ionenkreisbahnradien  $r_k$ . Somit kann der Prozess- und Restgasionenanteil ausgeblendet und ein reiner  $\text{Al}^+$ -Ionenstrahl erzeugt werden. Dieser besitzt einen Bahnradius von  $r_k = 250$  mm und ist gegenüber der ursprünglichen Strahlrichtung horizontal um  $90^\circ$  abgelenkt. Für den Analysemagnet gilt

$$\frac{q}{m_I} = \frac{2 \cdot U_{ex}}{e \cdot B^2 \cdot r_k^2}, \quad (3.1)$$

wobei  $U_{ex}$  die Extraktionsspannung bezeichnet. Das interne, homogene Magnetfeld mit der Flussdichte  $B$  wird hierbei durch zwei im Abstand von 80 mm gegenüberliegenden, baugleichen Cu-Hohlleiterspulen mit Weicheisenjoch erzeugt (Spulenstromversorgung 2x *SM 30-200-P231-P277*, Schulz-Electronic GmbH). Die Ionen bewegen sich in einer zwischen den Spulen angeordneten Vakuumkammer. Diese ist wassergekühlt, um den durch den ausgeblendeten Ionenstrom verursachten Wärmeeintrag abzuführen. Über eine Hall-Sonde (*MPT-141*, Group3 Technology Ltd.) wird die Magnetfeldmessung realisiert. Sie befindet sich zwischen den Spulen außerhalb des Vakuums.

Bevor der Ionenstrahl das Substrat erreicht, wird dieser mithilfe eines elektrischen Deflektors dynamisch auf 250 mm aufgeweitet (Scanfrequenz 33 Hz) und anschließend durch einen weiteren Dipolmagnet parallelisiert [62].

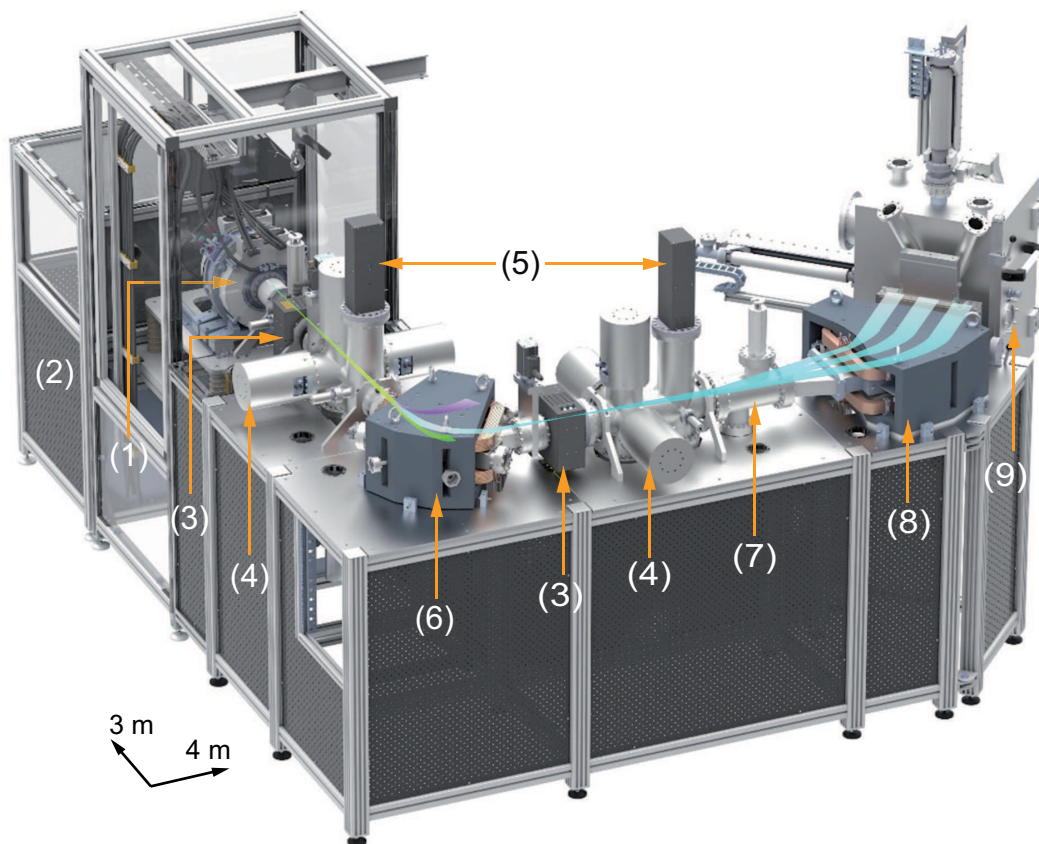


Abbildung 3.8.: Metallionenimplanter mit schematischem horizontalem Strahlengang. (1) MECRIS auf Hochspannungsplattform, (2) Gehäuse für Trenntransformator sowie Sputtermagnetron-Spannungs- und Spulenstromversorgung, (3) Steerer, (4) Blendensystem, (5) Faraday-Cups, (6) Analyse magnet, (7) Deflektor, (8) Parallelisierungsmagnet, (9) Bestrahlungskammer.

Direkt nach der MECRIS-Extraktionseinheit sowie nach dem Analyse magnet befindet sich eine magnetische Ablenkeinheit (auch als engl. *Steerer* bezeichnet), um die Lage des Ionenstrahls bezüglich seiner Richtung  $z$  in der  $x$ - $y$ -Ebene zu korrigieren. Diese besteht aus vier jeweils paarweise gegenüberliegenden, in der  $x$ - $y$ -Ebene angeordneten, identischen Cu-Drahtspulen, welche atmosphärenseitig über ein Weicheisenjoch verbunden sind. Die jeweils gegenüberliegenden Spulen sind elektrisch in Reihe geschaltet (Ablenkstufe 10076715, Leybold Optics). Mithilfe der Steerer wird so ein maximaler Ionenstrahlversatz von  $\pm 10$  mm auf 500 mm Entfernung ermöglicht. Die Stärke des im Strahlkanal erzeugten homogenen Magnetfeldes ist so gering, dass deren ladungstrennende Wirkung vernachlässigt werden kann.

### 3. Aufbau und Methoden

Um den Strahl auf die Akzeptanz der Dipolmagnete zu dimensionieren, kommt im Anschluss an die Steerer jeweils ein Blendensystem zum Einsatz. Dieses beschneidet den Strahl durch vier wassergekühlte, jeweils paarweise gegenüberliegende, identische Edelstahlplatten, welche in der x-y-Ebene angeordnet sind und mithilfe von DC-Schrittmotoren positioniert werden. Die Blendensysteme befinden sich an den ionenoptischen Fokuspunkten des Analysemagneten.

Der Implanter ist über pneumatische Plattenventile nach dem ersten Steerer und nach dem Analyse- sowie Parallelisierungsmagnet in vier Sektionen unterteilt: Ionenquelle, Analyse-magnet, Strahl-Scan- und Parallelisierungsoptik, Bestrahlung. Die drei hinteren Bereiche werden separat mit je einer Turbomolekularpumpe und einem Vorvakuumumpumpstand (*Hi-Pace 400* und *HiCube 80 Eco*, 355 l/s bzw. 671 l/s N<sub>2</sub>, Pfeiffer Vacuum Technology AG) evakuiert. Dadurch wird im Strahlkanal ein Basisdruck von etwa  $1 \cdot 10^{-6}$  Pa erreicht, der in jeder Sektion über eine Pirani-Penning-Kombinationsmessröhre (*MPT 200*, Pfeiffer Vacuum Technology AG) bestimmt werden kann. Die gesamte Anlage ist inklusive MECRIS über eine Software auf LabVIEW-Basis steuerbar. Mit dieser werden sämtliche Betriebsparameter gesetzt sowie eine automatisierte Vakuumerzeugung und Belüftung ermöglicht.

### 3.3. Faraday-Cup

Zur Messung des integralen, ungefilterten Ionenextraktionsstroms und des reinen Al<sup>+</sup>-Ionenstromanteils dienen zwei identische Faraday-Cups, welche jeweils vor und nach dem Analyse-magnet montiert sind. Jeder Faraday-Cup besteht aus einer elektrisch isolierten, geerdeten, becherförmigen Messelektrode, welche pneumatisch in den Strahlengang geschoben wird, um die Ionen aufzufangen (Abb. 3.9(a)). Als Folge der Neutralisierung des Ionenstroms fließt ein gleichgroßer Elektronenstrom zur Messelektrode, der über einen Trennverstärker (*MCR-C-UI-UI-DCI-NC*, Phoenix Contact) ausgelesen wird.

Wird der Ionenstrom am Faraday-Cup 2 hinter dem Analyse-magnet in Abhängigkeit von dessen Magnetfeldstärke (bzw. Spulenstrom) gemessen, entsteht nach Gleichung (3.1) ein Ladungszustandsspektrum des aus der MECRIS extrahierten Ionenstroms. Anhand des Spektrums erfolgt die Identifizierung der Al<sup>+</sup>- sowie der Prozess- und Restgasionen. Auf diese Weise wird die für die Transmission eines reinen Al<sup>+</sup>-Ionenstrahls optimale, interne Magnetfeldstärke des Analysemagneten bestimmt.

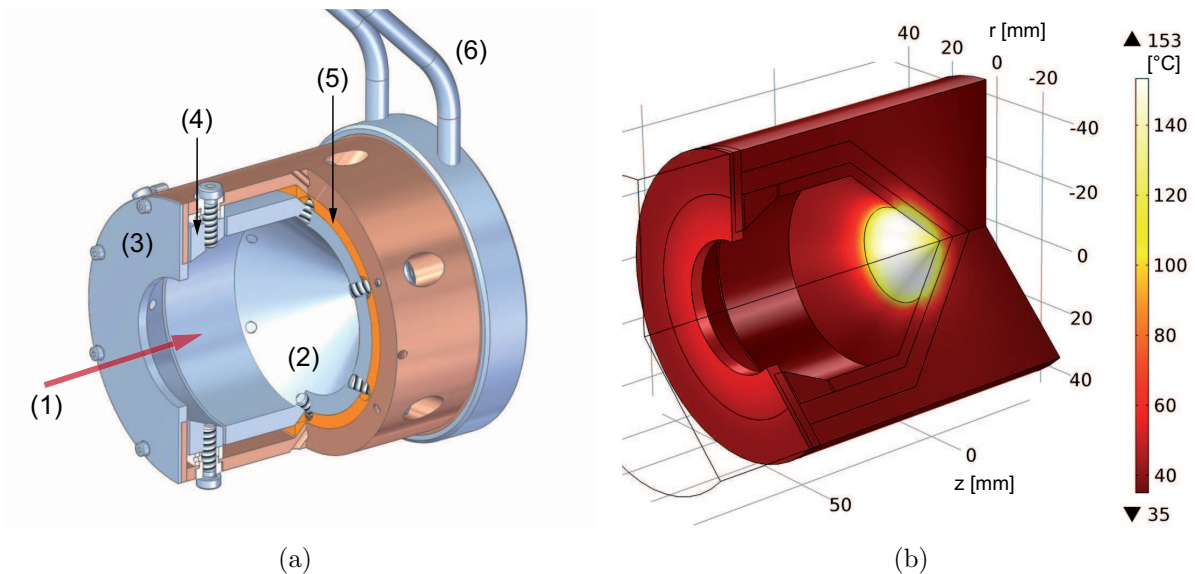


Abbildung 3.9.: Schematische Darstellung des Hochstrom-Faraday-Cups (a) und dessen mittels *COMSOL Multiphysics*® simulierte Temperaturerhöhung bei 1 kW Leistungseintrag und 35 °C Kühltemperatur am Boden (b). (1) Ionenstrahl, (2) Messelektrode (Mo), (3) Eingangsblende (Edelstahl), (4) Suppressor-elektrode (Edelstahl), (5) Isolator (Photoveel®), (6) Wasserkühlung.

Der gemeinsam mit der Dreebit GmbH entwickelte Faraday-Cup eignet sich zur Langzeitdetektion von Strömen bis 30 mA mit Ionenenergien bis 30 keV. Folglich musste dieser für eine Strahlstromleistung von aufgerundet 1 kW im Dauerbetrieb ausgelegt werden, was den Einsatz einer rückseitigen Wassergehäusekühlung verlangte (Abb. 3.9(a)). Um die Wärmebelastung des Cups bei dieser Leistung quantitativ zu untersuchen, wurden numerische FEM-Simulationsrechnungen zur Lösung der Wärmeleitungsgleichung mithilfe der Software *COMSOL Multiphysics*® durchgeführt (Anhang A.3). Im stationären Zustand wird eine Maximaltemperatur von 153 °C erreicht (Abb. 3.9(b)), was als unkritisch für alle verwendeten Materialien einzustufen ist. Da die Messelektrode eine Hohlkegelform besitzt, wird eine vergrößerte Oberfläche für den Leistungseintrag sowie eine größere Kopplungsfläche an das gekühlte Gehäuse erreicht, welches durch einen hoch wärmeleitfähigen Isolator (Photoveel®) mit der Elektrode verbunden ist.

$\text{Ar}^+$ - und  $\text{Al}^+$ -Ionen mit kinetischen Energien im keV-Bereich führen zum Sputterabtrag der Messelektrode. Diese ist daher einfach austauschbar verbaut und aus Molybdän gefertigt, was im Vergleich zu alternativen Materialien wie Edelstahl, Aluminium oder Kupfer eine deutlich niedrigere Sputterausbeute besitzt [63]. Gleichzeitig ist Molybdän als guter Wärmeleiter bekannt.



### 3. Aufbau und Methoden

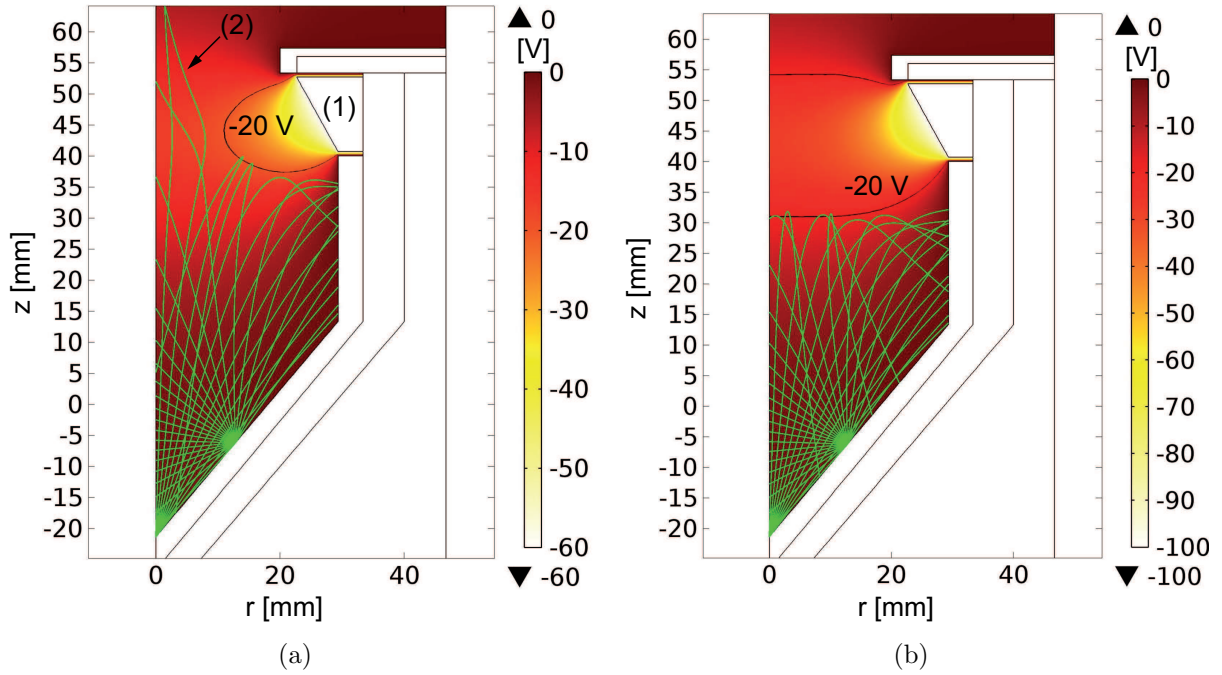


Abbildung 3.10.: Faraday-Cup – Sekundärelektroneneinfang. Rotationssymmetrische Simulation der Elektronentrajektorien (2) mit  $E_e = 20$  eV für eine Hälfte des Faraday-Cups mittels *COMSOL Multiphysics*® bei einem elektrischen Potential von -60 V (a) bzw. -100 V (b) an der Suppressorelektrode (1).

Aufgrund des Sputterprozesses treten Sekundärelektronen aus der Messelektrode aus. Wenn die Elektronen den Cup verlassen, führt das zu einer fehlerhaften Erhöhung des Ionenstrommesssignals. Um dies zu verhindern, ist vor der Messelektrode eine ringförmige Suppressorelektrode angebracht, welche gegenüber Erdpotential mit einer negativen Spannung bis zu -200 V beaufschlagt werden kann, sodass die aus dem Cup entweichenden Elektronen zurück auf die Messelektrode reflektiert werden. Nach Wehner [64] besitzt die Energieverteilung der Sekundärelektronen ihr Maximum im einstelligen eV-Bereich und zeigt oberhalb 20 eV keine signifikante Besetzung. Eine quantitative Untersuchung der Elektronentrajektorien wurde anhand der numerischen Lösung der Bewegungsgleichung mittels *COMSOL* durchgeführt (Anhang A.4.1). Dabei wurde das sich durch die Suppressorspannung einstellende elektrische Feld sowie eine Elektronenenergie von 20 eV berücksichtigt (Abb. 3.10). Es zeigt sich, dass mindestens eine Spannung von -70 V an die Suppressorelektrode angelegt werden muss, um eine geschlossene elektrische Äquipotentialfläche von -20 V am Ausgang des Cups zu erzeugen, sodass die Elektronen gefangen und zurück auf die Messelektrode gelenkt werden. Für alle Ionenextraktionsstrom-Messungen betrug das Suppressorpotential -150 V,



um einen ausreichenden Sicherheitsabstand zu gewährleisten. Ein weiterer Vorteil des negativen Suppressorpotentials ist, dass langsame Umladungsionen des Restgases auf dem Weg zur Messelektrode durch das Potential abgesaugt werden und so nicht fälschlicher Weise zum gemessenen Ionenstrom beitragen können. Die verwendete Hohlkegelstruktur bewirkt außerdem, dass die Sekundärelektronen zu einem großen Teil in Richtung der gegenüberliegenden Wand der Messelektrode emittiert werden.

## 3.4. Substratbeschichtung

### 3.4.1. Bestimmung der Al-Atomeinspeiserate

Um die Aluminium-Atomeinspeiserate des Zylindermagnetrons zu bestimmen, wurden 13 Al-Ringsubstrate mit einer Breite von je 10 mm sowie einem Durchmesser von 30 mm im Zentrum der Ionenquelle entlang der Rotationsachse auf einer geerdeten Aufnahmewelle platziert und anschließend mit Aluminium beschichtet (Abb. 3.11(a) und 3.12). Die Al-Atomeinspeiserate  $R_i$  für jeden Ring  $i$  errechnet sich aus dessen Gewichtsänderung  $\Delta m_i$  nach und vor der Beschichtung sowie der atomaren Masse von Aluminium  $m_{Al}$  und der Beschichtungsdauer  $t$

$$R_i = \frac{\Delta m_i}{m_{Al} \cdot t}. \quad (3.2)$$

Wird  $R_i$  für jeden Ring bestimmt, kann eine entlang der Quellenachse orts aufgelöste Atomeinspeiserate für einen bestimmten Satz von Prozessparametern ermittelt werden. Aus der Summe über alle  $R_i$  ergibt sich die integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  des Zylindermagnetrons

$$R = \sum_{i=1}^{13} R_i. \quad (3.3)$$

Um das Gewicht der Ringsubstrate zu bestimmen, wurde eine elektronische Präzisionswaage (AT261, Mettler Toledo) verwendet. Die systematische Messunsicherheit des Gewichts resultiert hierbei aus der Standardabweichung von 10 aufeinander folgenden Messungen eines Rings mit 95 % Vertrauensniveau. Weiterhin wurde die Beschichtungsdauer  $t$  so gewählt, dass die relative systematische Messunsicherheit von  $R_i$  stets weniger als 2 % betrug.

### 3. Aufbau und Methoden

Das vorgestellte Verfahren zur Ermittlung von  $R$  ist abhängig von der Wahl des Durchmessers der Ringsubstrate. Größere Ringdurchmesser bewirken, dass sich das Substrat näher an der Targetoberfläche befindet und dessen Beschichtung über einen größeren Raumwinkel erfolgt. Dadurch werden mehr Al-Atome aufgefangen und wiederum größere  $R$  bestimmt [65, 66]. Um die Beeinflussung der Plasmaentladung zu minimieren, wurde der Ringdurchmesser so klein wie möglich gewählt – unter Beachtung konstruktiver und thermischer Randbedingungen. Somit können alle für  $R$  ermittelten Werte als Mindest-Al-Atomeinspeiserate für den jeweils untersuchten Satz von Prozessparametern angesehen werden.

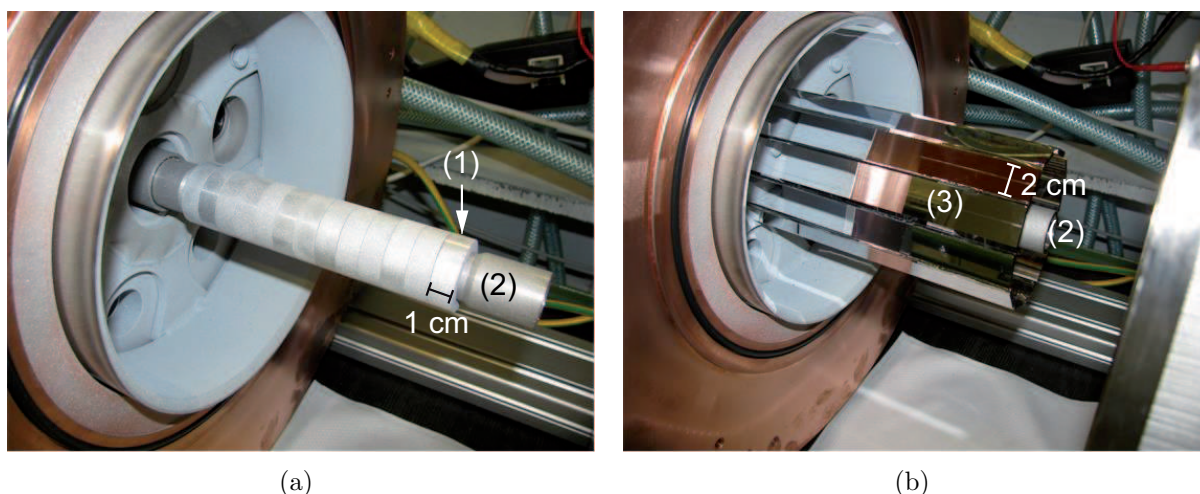


Abbildung 3.11.: Substratbeschichtungsmethoden. Aluminium beschichtete Al-Ringsubstrate (1) auf einer Aufnahmewelle (2) entlang der Quellenachse für die Bestimmung der Al-Atomeinspeiserate (a) sowie Glasflachsubstrate (3) zur Ermittlung der Beschichtungsrate (b) bei geöffnetem Testrezipient.

#### 3.4.2. Ermittlung der Beschichtungsrate

Um die Homogenität der Atomeinspeisung des Zylindermagnetrons in Bezug auf dessen Umfang zu untersuchen, wurden 12 Glasflachsubstrate mit einer Länge von 180 mm und einer Breite von 20 mm rotationssymmetrisch auf einer geerdeten Aufnahmewelle innerhalb des Testrezipienten angeordnet und mit Aluminium beschichtet (Abb 3.11(b)). Die Bestimmung der auf den Gläsern erzeugten Al-Schichtdicke erfolgte mithilfe eines Profilometers (*XP-1*, Ambios Technology), anhand einer zuvor präparierten Schichtstufe, für

### 3.4. Substratbeschichtung

14 äquidistante Messpunkte in Richtung der Längsseite der Gläser, mit einer relativen Messunsicherheit von  $\pm 3\%$ . Die Beschichtungsrate errechnet sich aus dem Quotient von Al-Schichtdicke und Beschichtungsdauer. Durch die Vermessung aller 12 Gläser wird ein 2D-Mapping der Beschichtungsrate in Richtung der Quellenachse und in Bezug auf die Mantelfläche des zylindrischen Quellenvolumens realisiert (Anhang D.2.3).

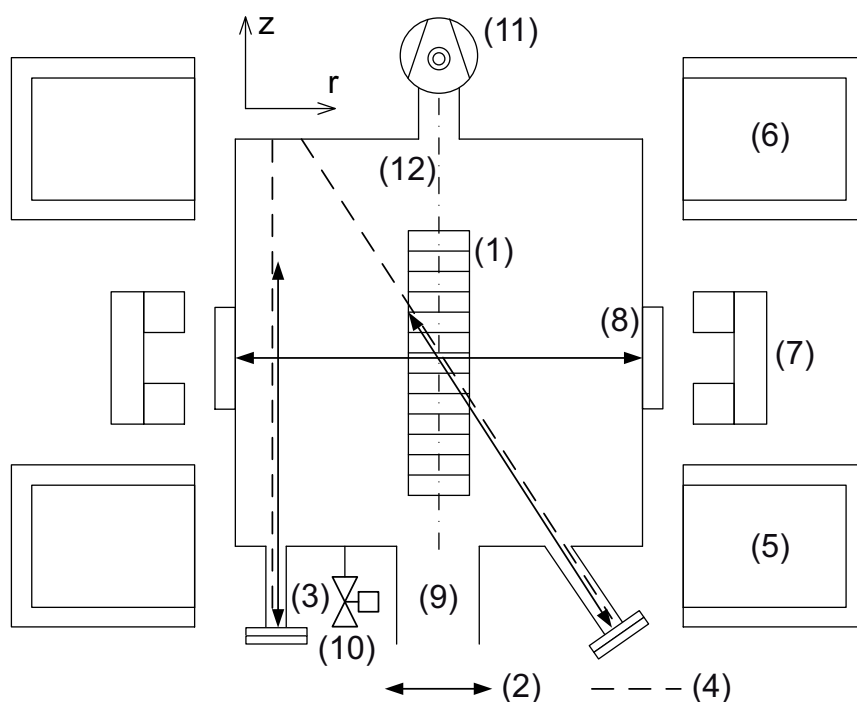
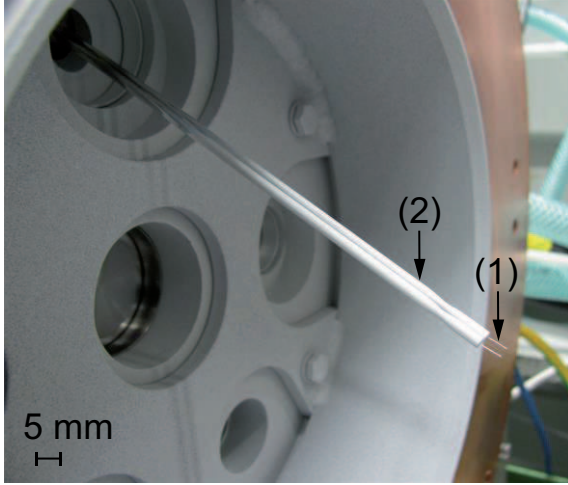


Abbildung 3.12.: Methoden der Plasmadiagnostik. (1) Ringsubstrate, (2) Verfahrensweg Doppel-Langmuir-Sonde, (3) Parkposition Sonde, (4) Sichtlinie optische Emissionsspektroskopie, (5)/(6) Spule MW-Einspeise- und Ionenextraktionsseite, (7) Magnetsystem Zylindermagnetron, (8) Al-Target, (9) MW-Hohlleiter, (10) Gaseinlass, (11) Turbomolekularpumpe, (12) Rotationsachse.

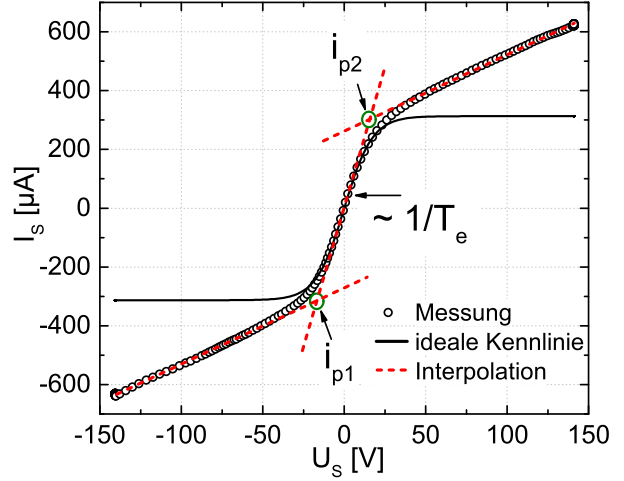
## 3.5. Doppel-Langmuir-Sonde

### 3.5.1. Aufbau

Doppel-Langmuir-Sondenmessungen wurden durchgeführt, um das Plasma der Ionenquelle hinsichtlich der Kenngrößen Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  in Abhängigkeit der Prozessparameter zu charakterisieren. Die Doppel-Langmuir-Sonde (DLS) besteht aus zwei direkt mit der Entladung in Kontakt stehenden gleichgroßen, zylindrischen, parallel ausgerichteten Platin-Elektroden im Abstand von 5 mm, einer Länge von 5 mm sowie einem Durchmesser  $R_S$  von 0,1 mm. Diese ragen jeweils frei und zentriert aus einer Quarzglaskapillare hervor, welche die elektrische Cu-Drahtzuleitung beinhaltet (Abb. 3.13(a)). Auf diese Weise wird verhindert, dass die Pt-Elektroden und die Kapillare aufgrund der Beschichtung mit gesputtertem Metall eine elektrische Verbindung aufbauen und so eine undefinierte Sondenoberfläche entsteht [67].



(a)



(b)

Abbildung 3.13.: Doppel-Langmuir-Sonde im diagonalen Verfahrenszustand bei geöffnetem Testrezipient (a) sowie deren ideale und real gemessene, beispielhafte Strom-Spannungskennlinie (b). (1) Pt-Elektroden, (2) Quarzglaskapillare (Al-beschichtet), Ionensättigungsströme:  $i_{p1}$  und  $i_{p2}$ , Elektronentemperatur:  $T_e$ .

### 3.5. Doppel-Langmuir-Sonde

Die DLS ist gegenüber dem Ionenquellenrezipient elektrisch isoliert aufgebaut. Dadurch wird, in Verbindung mit einer batteriebetriebenen Spannungsversorgung<sup>4</sup>, eine Bezugspotential-freie Messung des Sondenstroms  $I_S$  in Abhängigkeit der zwischen beiden Elektroden angelegten Sondenspannung  $U_S$  im Bereich -150...150 V realisiert (Abb. 3.13(b)). Die Messwerterfassung erfolgt mit einem digitalen Speicheroszilloskop (*DL708E*, Yokogawa) über elektrisch floatende Messeingänge. Aus Personenschutzgründen wurden alle Untersuchungen bei geerdeter Ionenquelle und folglich ohne Ionenextraktion durchgeführt.

Um orts aufgelöste Messungen von  $T_e$  und  $n_e$  entlang der Diagonale der Ionenquelle und entlang einer zur Rotationsachse parallelen Verfahrungsrichtung 20 mm über der Targetoberfläche zu realisieren (Abb. 3.12), wurde die DLS an eine Lineardurchführung mit 150 mm Hub montiert. Diese war auf der Mikrowelleneinspeiseseite neben dem Hohlleiter angebracht (Abb. 3.1). Die laterale Auflösung aller Messungen wird durch den Abstand der Pt-Elektroden determiniert und unter Berücksichtigung von Fertigungs- und Justiertoleranzen zu  $\pm 5$  mm bestimmt.

Für orts aufgelöste Sondenmessungen entlang des Quellenradius, auf Höhe der Targetmittellinie, musste das Magnetron samt Spulen und Testrezipient in der Laboranlage LB4001 des Fraunhofer-Instituts FEP installiert werden. Auf den extraktionsseitigen Flansch des Testrezipienten wurde dabei verzichtet (Anhang B, Abb. B.3(a)). Die DLS konnte so auf einem speziell für diese Messaufgabe entwickelten vakuumtauglichen und schrittmotorbetriebenen Spindeltisch, mit einem Hub von 300 mm, vor der Quelle angebracht und verfahren werden (Anhang B, Abb. B.4).

In regelmäßigen Abständen wurden die Sondenelektroden zwischen den Messungen mit einer negativen Spannung von -200 V gegenüber Erdpotential beaufschlagt, um diese durch Ionenbeschuss zu reinigen. Während der Einstellung neuer Prozessparameter und der anschließenden Konditionierung des Plasmas konnte die DLS anhand der Lineardurchführung außerhalb der Plasmaentladung geparkt und vor Beschichtung geschützt werden (Abb. 3.12). Dieses Verfahren ermöglichte zusammen mit dem speziellen Sondendesign ca. 200 Kennlinienaufnahmen, bevor die Sonde ersetzt werden musste. Bei den Untersuchungen des ECR- und MECRIS-Plasmas führte die Al-Beschichtung auf den Glaskapillaren zur Glättung der Sondenkennlinie, da diese offenbar die Hochfrequenzeinkopplung der Mikrowelle in die Messzuleitungen unterdrückt.

---

<sup>4</sup>Eigenentwicklung Fraunhofer-Institut FEP, nichtkommerziell.

### 3.5.2. Bestimmung von Elektronentemperatur und -dichte

Aufgrund des isolierten Aufbaus nehmen beide Sondenelektroden ein gegenüber dem Plasmapotential  $\Phi_{pl}$  negatives floatendes Potential an. Für den Fall  $U_S = 0V$  entspricht dieses dem Floatingpotential  $\Phi_{fl}$ . Ist die zwischen beiden Elektroden angelegte Spannung  $U_S$  von 0V verschieden, so zieht der auf die eine Elektrode fließende Ionenstrom einen gleich großen Elektronenstrom auf die andere Elektrode nach sich. Somit wird dem Plasma kein Nettostrom entzogen und dessen Störung gering gehalten. Wegen  $m_e \ll m_I$  wird der gesamte Stromfluss über die DLS durch die Ionen begrenzt. Die ideale DLS-Kennlinie zeichnet sich des symmetrischen Aufbaus wegen durch einen um den Koordinatenursprung symmetrischen tanh-artigen Verlauf mit gesättigtem, raumladungsbegrenztem Ionenstrom aus [68]. Der reale Kennlinienverlauf lässt, anstatt einer Sättigung, einen stetig steigenden Ionenstrom erkennen (Abb. 3.13(b)). Dies resultiert aus der mit der Spannung zunehmenden Ausdehnung der Plasmarandschicht um die Sondenelektroden, wodurch die effektive Sondenoberfläche erhöht und die Stromstärke gesteigert wird.

Die Elektronentemperatur  $T_e$  ist indirekt proportional zum Anstieg der Kennlinie und berechnet sich unter Annahme gleich langer Sonden nach der Methode von Johnson und Malter [69] aus dem Anstieg  $\phi = e/T_e$  der Geradengleichung (Abb. 3.13(b))

$$\ln(\Gamma) = \ln[\exp(\phi\Phi_c)] - \phi U_S, \quad (3.4)$$

wobei der Faktor  $\Gamma = (i_{p1} - i_{p2})/i_{e2} - 1$  den Ionensättigungsströmen  $i_{p1}$  und  $i_{p2}$  der Elektrode 1 und 2 bzw. dem Elektronenstrom  $i_{e2}$  auf Elektrode 2 Rechnung trägt. Die Ionensättigungsströme wurden mittels grafischer Interpolation aus der Kennlinie abgeleitet (Abb. 3.13(b)).  $\Phi_c$  berücksichtigt als Konstante eine eventuelle Potentialinhomogenität im Plasmaraum zwischen den Elektroden.

Die Elektronendichte  $n_e$  wurde anhand der bestimmten Elektronentemperatur  $T_e$  nach der Methode von Sonin ermittelt, welche auf der Theorie von Laframboise aufbaut [70–72]. Hiernach wird die Ionenstromdichte  $j_I$  der Sonde mithilfe eines dimensionslosen Ionenstroms  $i_I$  beschrieben, welcher von dem Verhältnis der Ionen- und Elektronentemperatur  $T_I/T_e$  sowie dem von Sondenradius und Debye-Länge  $R_S/\lambda_D$  abhängt

$$j_I = en_e \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m_I}} \cdot i_I \left( \chi, \frac{T_I}{T_e}, \frac{R_S}{\lambda_D} \right), \quad (3.5)$$

### 3.5. Doppel-Langmuir-Sonde

wobei  $m_I$  der Ionenmasse und  $\chi$  dem dimensionslosen Sondenpotential entspricht

$$\chi = \frac{e(\Phi_S - \Phi_{pl})}{T_e}, \quad (3.6)$$

mit  $\Phi_S$  als Sondenpotential. Durch Multiplikation von Gleichung (3.5) mit dem Faktor  $(R_S/\lambda_D)^2$  sowie Ersetzen von  $n_e$  durch  $\lambda_D$  nach Gleichung (2.5) erhält man

$$\left(\frac{R_S}{\lambda_D}\right)^2 i_I = \beta = \frac{R_S^2}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{2\pi m_I}{e}} \left(\frac{T_e}{e}\right)^{-\frac{3}{2}} \frac{I_S}{A_S}. \quad (3.7)$$

Es ist ersichtlich, dass die rechte Seite dieser Beziehung keine explizite Abhängigkeit von  $n_e$  aufweist und ausschließlich bekannte oder durch Messung zugängliche Größen, wie der Fläche  $A_S$  jeder einzelnen Sonde, enthält. Die funktionelle Abhängigkeit  $i_I(\beta)$  wurde von Sonin experimentell ermittelt. Mithilfe des Mittelwertes der aus der Sondenkennlinie bestimmten Ionensättigungsströme  $i_{p1}$  und  $i_{p2}$  anstelle von  $I_S$  in Gleichung (3.7) wurde in der vorliegenden Arbeit der Parameter  $\beta$  bestimmt und diesem anschließend ein Wert für  $i_I$  aus der experimentellen Arbeit von Sonin zugeordnet. Nach Gleichung (3.7) konnte so die Debye-Länge  $\lambda_D$  und schließlich mithilfe von Gleichung (2.5) die Elektronendichte  $n_e$  berechnet werden

$$n_e = \frac{\epsilon_0 T_e}{e^2 \lambda_D^2}. \quad (3.8)$$

Die vorgestellte Methode zur Ermittlung von  $n_e$  setzt die Quasineutralität des Plasmas voraus. Werden nur einfach positiv geladene Ionen erzeugt, was für das hier untersuchte Plasma angenommen werden kann, so entspricht die Elektronendichte  $n_e$  der Ionendichte  $n_I$  im Plasma. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass sich auf die Sonde zu bewegendes Ladungsträger keine Stöße in der Plasmarandschicht erfahren. Da der Sondenradius  $R_S$  mit  $100 \mu\text{m}$  im Vergleich zur mittleren freien Weglänge  $\lambda$  der Ladungsträger im betrachteten Niederdruckplasma um mindestens zwei Größenordnungen geringer ist, ist diese Voraussetzung erfüllt [68, 73]. Der Einfluss äußerer Magnetfelder auf die Bewegung der Ladungsträger und damit auf die Sondenkennlinie bleibt in der Theorie von Laframboise unberücksichtigt und wird in dieser Arbeit ebenfalls vernachlässigt. Wenn eine für die entwickelte Ionenquelle typische magnetische Flussdichte von ca.  $100 \text{ mT}$  betrachtet wird, übersteigt der Gyrationradius  $r_g = m_I v_{\perp} / (q e B)$  der die Kennlinie bestimmenden Ionen den Sondenradius  $R_S$  um mindestens zwei Größenordnungen. Dies rechtfertigt die Vereinfachung [74].

### 3. Aufbau und Methoden

Um den Einfluss von Prozessschwankungen zu minimieren, erfolgte die Berechnung von  $T_e$  und  $n_e$  aus den Mittelwerten von zwei nacheinander aufgenommenen Kennlinien. Hierfür wurde eine Auswerterroutine auf Basis der Software *Octave* genutzt. Die relative Messunsicherheit der Elektronentemperatur  $T_e$  und der Elektronendichte  $n_e$  wurde zu  $\pm 20\%$  abgeschätzt. Ursachen sind aus Prozessinstabilitäten resultierende Messwertstreuungen, eine nie perfekt symmetrische Elektrodenausrichtung sowie leicht unterschiedliche Elektrodenflächen. Der Effekt der Sekundärelektronenemission bei hohen Sondenspannungen und Abweichungen von einer Maxwell-verteilten Elektronenenergie müssen ebenfalls in Betracht gezogen werden [74].

## 3.6. Optische Plasmaemissionsspektroskopie

### 3.6.1. Aufbau

Für die optische Emissionsspektroskopie (OES) kam ein CCD<sup>5</sup>-Gitterspektrometer (*QWave*, RGB Lasersysteme) zum Einsatz, welches das vom Ionenquellenplasma emittierte Licht wellenlängenselektiv im Bereich 350...880 nm mit einer optischen Auflösung von 0,5 nm detektiert. Der gesamte optische Aufbau – inklusive Spektrometer, Glasfaserkabel, optischer Vakuumdurchführung und Kollimator – wurde anhand einer Wolfram-Halogen-Lichtquelle (*HL-2000-CAL*, Ocean Optics) bezüglich seiner relativen spektralen Sensitivität  $S_{rel}$  kalibriert (Abb. 3.14).

Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses von 350 verhindert der Kollimator, dass das Glasfaserende der Vakuumdurchführung mit gesputtertem Metall beschichtet und somit undurchsichtig wird. Die laterale Auflösung der OES entlang der Sichtlinie des Kollimators beträgt 2 mm und wird durch dessen Öffnungsdurchmesser bestimmt.

Durch den Einsatz unterschiedlicher Adapterflansche wurden OES-Messungen für zwei Sichtlinien realisiert – entlang der Diagonale der Ionenquelle und entlang einer zur Rotationsachse parallelen Sichtlinie 20 mm über der Targetoberfläche (Abb. 3.12). Um die Vergleichbarkeit mit den DLS-Experimenten zu gewährleisten, wurden alle Messungen für die quantitative Auswertung bei geerdeter Ionenquelle und folglich ohne Ionenextraktion durchgeführt. Während der Ionenextraktion diente das Spektrum der OES der Prozesskontrolle hinsichtlich Stabilität und Reproduzierbarkeit.

---

<sup>5</sup>engl. *Charge-Coupled Device*



### 3.6. Optische Plasmaemissionsspektroskopie

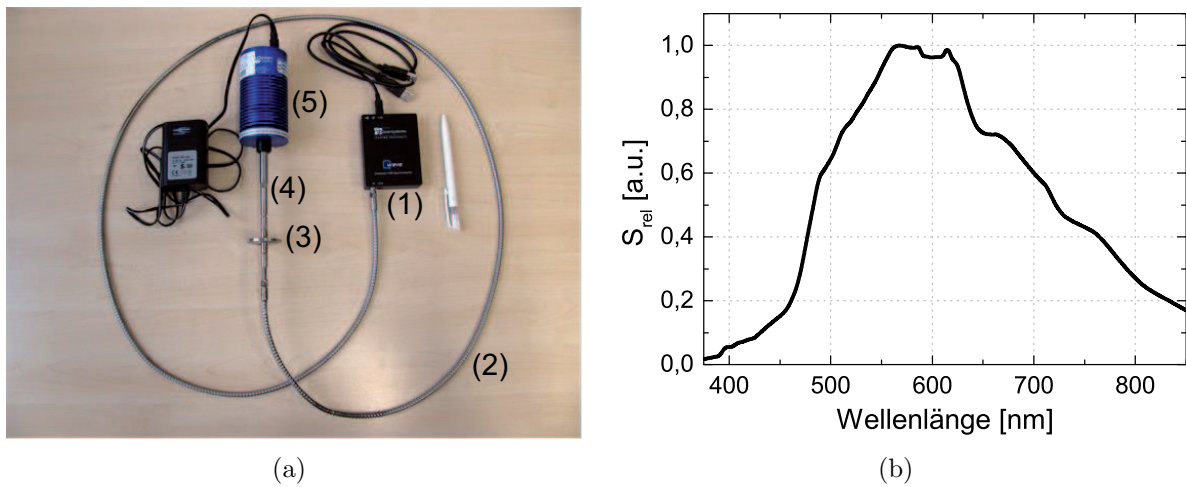


Abbildung 3.14.: Optischer Messaufbau für die Plasmaemissionsspektroskopie (a) sowie dessen relative, normierte, spektrale Sensitivität  $S_{rel}$  (b). (1) CCD-Gitterspektrometer, (2) Glasfaserkabel, (3) Vakuumdurchführung, (4) Kollimator, (5) W-Halogen-Kalibrierlichtquelle.

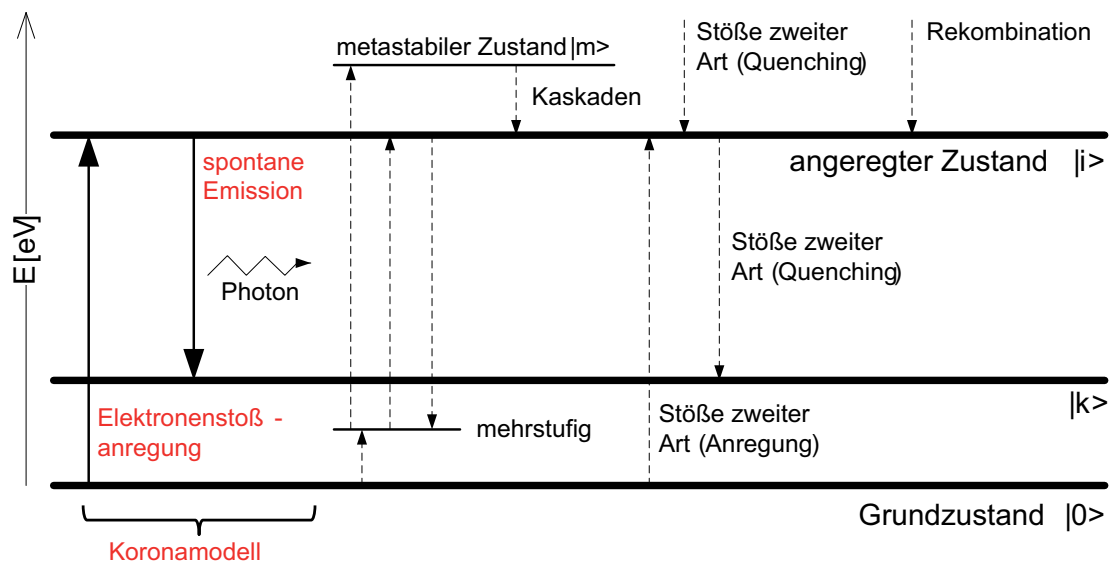


Abbildung 3.15.: Zur Einordnung des Koronamodells. Gestrichelte Prozesse werden im Koronamodell nicht berücksichtigt.

#### 3.6.2. Ermittlung von Elektronentemperatur und -dichte sowie Aluminium-Atomdichte

##### Koronamodell

Die Bestimmung der Plasmaparameter Aluminiumatomdichte  $n_{Al}$ , Elektronentemperatur  $T_e$  und Elektronendichte  $n_e$  erfolgte mithilfe der aufgenommenen Emissionsspektren aus dem Intensitätsverhältnis zweier zweckmäßig ausgewählter Emissionslinien bzw. optischer Übergänge auf Basis des sogenannten Koronamodells. Das Koronamodell reduziert die Plasmaphysik auf zwei wesentliche Prozesse. Es wird angenommen, dass die Anregung eines atomaren bzw. ionischen Zustandes nur über Elektronenstoß direkt aus dem Grundzustand stattfindet, während dessen Relaxation ausschließlich durch die spontane Emission eines Photons geschieht. Damit wird die Besetzung und Entvölkerung atomarer bzw. ionischer Zustände durch folgende Prozesse vernachlässigt: Rekombination, Stoßabregung, mehrstufige Stoßanregung durch Elektronen, Stöße zweiter Art durch schwere Plasmaspezies wie Atome und Ionen (bei Abregung als engl. *Quenching* bezeichnet), kaskadenartige Relaxation aus metastabilen Zuständen (Abb. 3.15). Für optisch dünne Plasmen mit Elektronendichten unterhalb  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  sowie Prozessdrücke bis maximal 10 Pa kann die Plasmaphysik in guter Näherung mit dem Koronamodell abgebildet werden [75, 76]. Diese Voraussetzungen sind für das untersuchte Niederdruckplasma erfüllt.

Die Besetzung (+) und Entvölkerung (−) eines angeregten atomaren bzw. ionischen Zustandes  $i$  wird nach dem Koronamodell unter stationären Bedingungen mit folgender Raten-Balancegleichung beschrieben

$$\frac{dn_{i+}}{dt} = n_0 n_e k_{i,0} = n_i \sum_k A_{i,k} = \frac{dn_{i-}}{dt}, \quad (3.9)$$

wobei  $n_0$  und  $n_i$  jeweils der Besetzungsdichte im Grundzustand und im angeregten Zustand entsprechen.  $A_{i,k}$  beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit vom angeregten Zustand  $i$  zu jedem niederenergetischeren Zustand  $k$  durch spontane Emission. Damit entspricht der Kehrwert der Summe über alle  $A_{i,k}$  der Lebensdauer des angeregten Zustandes.

### 3.6. Optische Plasmaemissionsspektroskopie

Der Ratenkoeffizient  $k_{i,0}$  für Elektronenstoßanregung aus dem Grundzustand errechnet sich aus dem entsprechenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{i,0}$  sowie der Elektronenmasse  $m_e$  und -temperatur  $T_e$  nach (Abb. 3.16(a))

$$k_{i,0} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{3}{m_e}} \int_0^\infty \sigma_{i,0}(T_e) \cdot f_e(T_e) \cdot \sqrt{T_e} dT_e. \quad (3.10)$$

Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{i,0}$  der betrachteten optischen Übergänge von Al und Ar wurden den Arbeiten von Smirnov et al. und Boffard et al. entnommen [77, 78]. Für die im Folgenden geschilderten Auswertungen wurde eine Maxwell-artige Elektronenenergie-Verteilungsfunktion  $f_e$  vorausgesetzt. Die Intensität  $I$  einer Emissionslinie entspricht der Anzahl an Photonen, welche pro Sekunde auf der betrachteten Wellenlänge vom Detektor erfasst werden

$$I = n_i \cdot A_{i,k} \cdot S_{rel}. \quad (3.11)$$

#### Aluminiumatomdichte $n_{Al}$

Da angeregte Zustände in Niederdruckplasmen nur geringe Dichten und Lebensdauern aufweisen, kann die atomare Grundzustandsdichte einer bestimmten Spezies in erster Näherung als deren globale Atomdichte angesehen werden. Mit dieser Vereinfachung kann die Aluminiumatomdichte  $n_{Al}$  durch die Bestimmung der Al-Atomgrundzustandsdichte  $n_0(Al)$  ermittelt werden. Nach Gleichung (3.9) und (3.11) errechnet sich  $n_0(Al)$  aus dem Intensitätsverhältnis  $I_{Al}/I_{Ar}$  einer Emissionslinie der Spezies unbekannter Dichte (Al) und einer Emissionslinie der Spezies bekannter Dichte (Prozessgas Ar) [79, 80]

$$n_{Al} \approx n_0(Al) = n_0(Ar) \cdot \frac{I_{Al}}{I_{Ar}} \cdot \frac{k_{i,0}(Ar) \cdot A_{i,k}(Ar) \cdot \sum_k A_{i,k}(Al) \cdot S_{rel}(Ar)}{k_{i,0}(Al) \cdot A_{i,k}(Al) \cdot \sum_k A_{i,k}(Ar) \cdot S_{rel}(Al)}. \quad (3.12)$$

Für  $I_{Al}$  und  $I_{Ar}$  wurden die optischen Übergänge des Al-Atoms und des Ar-Atoms bei 396,2 nm (Al I) bzw. 750,4 nm (Ar I) genutzt. Der Übergang von Ar I mit 750,4 nm weist geringe Querschnitte für die Anregung aus metastabilen Zuständen auf und eignet sich daher besonders zur Anwendung des Koronamodells. Mithilfe der idealen Gasgleichung wurde die Ar-Atomgrundzustandsdichte  $n_0(Ar)$  für eine Gastemperatur von 350 K [81] aus dem Prozessdruck bestimmt.

### 3. Aufbau und Methoden

#### Elektronentemperatur $T_e$

Die Elektronentemperatur  $T_e$  wurde nach der Methode von Crolly und Oechsner ermittelt [82]. Ausgehend von der Ratengleichung (3.9) und Gleichung (3.11) erfolgt zunächst die Berechnung des Emissionslinienverhältnisses  $I_i/I_m$  zweier optischer Ar-Übergänge  $i, m$  in Abhängigkeit von  $T_e$  (Abb. 3.16(b))

$$\frac{I_i}{I_m} = \frac{k_{i,0}}{k_{m,0}}(T_e) \cdot \frac{A_{i,k} \cdot \sum_{k'} A_{m,k'} \cdot S_{rel,i}}{A_{m,k'} \cdot \sum_k A_{i,k} \cdot S_{rel,m}}. \quad (3.13)$$

Anschließend wurde  $T_e$  aus dem Vergleich der errechneten und gemessenen Intensitätsverhältnisse bestimmt. Diese Methode ist gegenüber  $T_e$  umso sensitiver, desto mehr sich die Schwellenenergien und Energieabhängigkeiten der verwendeten Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung der beiden optischen Übergänge unterscheiden. Daher wurde ein ionischer und ein atomarer optischer Übergang zur Berechnung von  $I_i/I_m$  herangezogen: 480,6 nm (Ar II) und 419,8 nm (Ar I). Die zur Ermittlung von  $n_{Al}$  und  $T_e$  benötigten Übergangswahrscheinlichkeiten  $A_{i,k}$  wurden der Datenbank des *National Institute of Standards and Technology* entnommen [83].

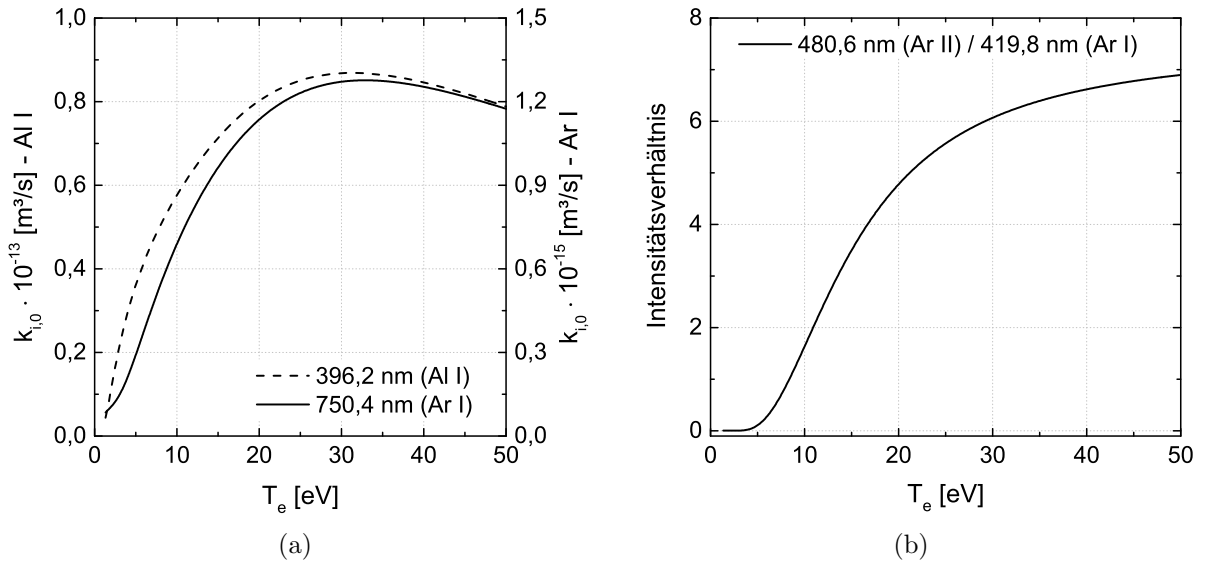


Abbildung 3.16.: Ratenkoeffizient  $k_{i,0}$  ausgewählter optischer Übergänge von AlI und ArI (a) und Intensitätsverhältnis  $I - 480,6 \text{ nm (Ar II)} / I - 419,8 \text{ nm (Ar I)}$  (b) als Funktion der Elektronentemperatur  $T_e$  nach den Gleichungen (3.10) und (3.13).

## Elektronendichte $n_e$

Um die Elektronendichte  $n_e$  aus den Emissionsspektren zu bestimmen, wurde die Methode von Zhu et al. verwendet [76, 84, 85]. Hiernach werden angeregte Zustände mit einem Gesamtdrehimpuls von null durch sogenannte Besetzungstransferprozesse beeinflusst, welche durch Elektronenstöße hervorgerufen werden. Wird dies als zusätzlicher Entvölkerungsprozess in der Ratengleichung (3.9) berücksichtigt, so lässt sich ein Emissionslinienverhältnis zweier optischer Übergänge  $i,m$  herleiten, welches direkt von  $n_e$  abhängt

$$\frac{I_i}{I_m} = \frac{k_{i,0}}{k_{m,0}}(T_e) \cdot \frac{1 + n_e/n_{eC,m}}{1 + n_e/n_{eC,i}}. \quad (3.14)$$

Auf diese Weise kann  $n_e$  zwischen  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  und  $1 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  direkt aus dem gemessenen Intensitätsverhältnis  $I_i/I_m$  berechnet werden. Für  $I_i/I_m$  wurden folgende optische Übergänge verwendet (Abb. 3.17): I(750,4 nm - 2p<sub>1</sub>, Ar I) / I(425,9 nm - 3p<sub>1</sub>, Ar I) und I(750,4 nm - 2p<sub>1</sub>, Ar I) / I(419,8 nm - 3p<sub>5</sub>, Ar I). Alle Übergänge zeichnen sich durch geringe Wirkungsquerschnitte für Elektronenstoßanregung aus metastabilen Zuständen aus. Entsprechende Werte für die charakteristische Elektronendichte  $n_{eC}$  wurden von Zhu et al. veröffentlicht [86].

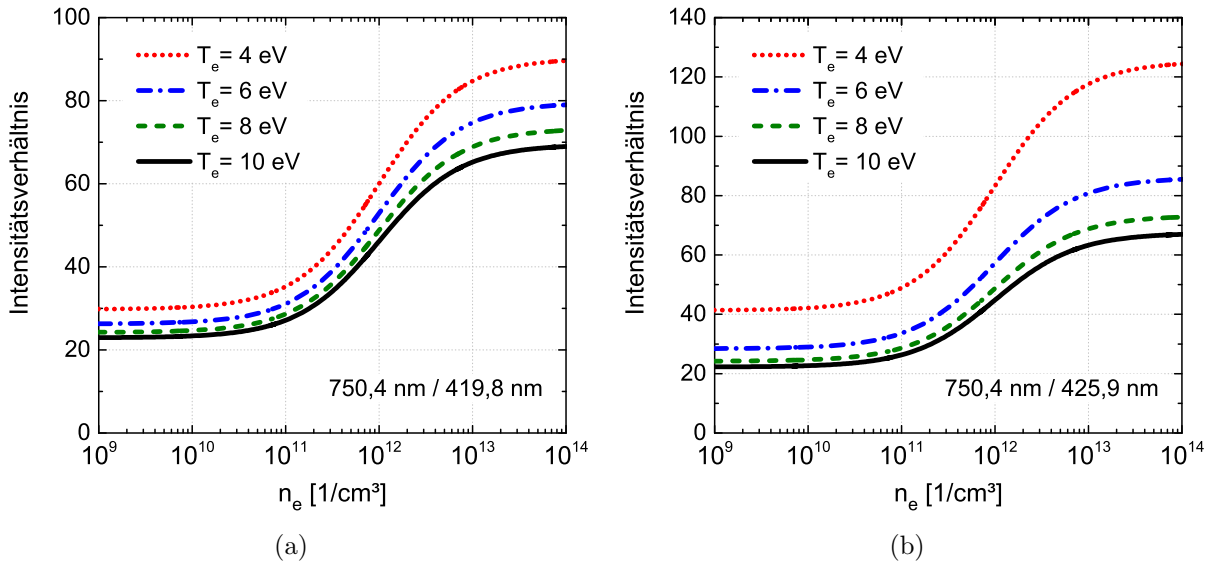


Abbildung 3.17.: Intensitätsverhältnis I-750,4 nm / I-419,8 nm (a) und I-750,4 nm / I-425,9 nm (b) atomarer Ar-Übergänge (Ar I) als Funktion der Elektronendichte  $n_e$  nach Gleichung (3.14) für verschiedene Elektronentemperaturen  $T_e$ .

### 3. Aufbau und Methoden

Aufgrund der  $T_e$ -Abhängigkeit der Ratenkoeffizienten  $k_{i,0}$  (Gleichung (3.10)) muss für die Berechnung von  $n_{Al}$  und  $n_e$  nach den Gleichungen (3.12) und (3.14) die Elektronentemperatur  $T_e$  bekannt sein.  $T_e$  wurde daher für jeden Prozessparametersatz mithilfe der Doppel-Langmuir-Sonde bestimmt, um die Verwendung adäquater  $k_{i,0}$  sicherzustellen.

Die relative Messunsicherheit der Plasmaparameter  $n_{Al}$ ,  $T_e$  sowie  $n_e$  beträgt mindestens  $\pm 25\%$  und resultiert hauptsächlich aus der Unsicherheit der in der Literatur verfügbaren Elektronenstoßquerschnitte. Außerdem führen die Abweichung von einer Maxwell-verteilten Elektronenenergie und zusätzliche, nicht durch das Koronamodell berücksichtigte, Wechselwirkungsprozesse zu weiteren Unbestimmtheiten [80, 82].

### 3.7. Plasmaemissionsfotografie

Das Plasma der Ionenquelle wurde mittels einer CCD-Spiegelreflexkamera (*D3X* mit Objektiv *AF-S Nikkor 24-70 mm 1:2,8G ED*, Nikon) fotografiert. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Magnetfeldkonfiguration auf den Plasmaeinschluss sowie das lokale Emissionsverhalten der verschiedenen Plasmamodi – Magnetron, ECR und MECRIS – studiert werden. Die Plasmaemissionsfotografie ermöglicht so einen indirekten Vergleich mit aus Doppel-Langmuir-Sondenmessungen und optischer Emissionsspektroskopie erhaltenen Ergebnissen bzgl. der Elektronendichte und -temperatur.

Für die Plasmaaufnahmen wurde die Ionenquelle in der Laboranlage LB4001 des Fraunhofer-Instituts FEP installiert und auf den vorderseitigen Flansch der Quelle verzichtet, um das vom Plasma ausgesandte Licht durch ein Quarzglasfenster detektieren zu können. Die Einspeisung der Mikrowelle erfolgte mithilfe einer Stabantenne über ein Koaxialkabel mit einer Frequenz von 2,45 GHz. Hierbei kam ein Halbleitermikrowellengenerator (*SM 56M FST 1 IR*, Sairem) mit einer maximalen Leistung von 200 W zum Einsatz. Da ohne Vorderflansch gearbeitet wurde, musste an dessen Stelle ein feinmaschiges Gitter verwendet werden, um den Einschluss der Mikrowelle innerhalb der Ionenquelle zu gewährleisten (Anhang B, Abb. B.3(b)). Seitlich vor der Ionenquelle wurde ein Spiegel mit einer Neigung von ca.  $45^\circ$  in Bezug auf deren Rotationsachse positioniert, um außer der Frontansicht gleichzeitig einen seitlichen Blick (Spiegelbild) auf das Plasma vor der Quelle zu ermöglichen.

## 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

### 4.1. Globales Plasmamodell

#### 4.1.1. Balancegleichungen

Die in der Ionenquelle eingesetzte Kombination aus Magnetron-Sputterplasma und ECR-Plasma kann vereinfacht mithilfe eines globalen nulldimensionalen Plasmamodells beschrieben werden. Dieses basiert auf Balancegleichungen, welche die entsprechenden Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse jeder Spezies berücksichtigen und so die Entwicklung der jeweiligen Teilchendichte durch nichtlineare Differentialgleichungen abbilden. Das Modell stellt eine Weiterentwicklung der Arbeiten von Hopwood und Gudmundsson [28, 87] dar und beruht auf folgenden Vereinfachungen:

- Die Teilchendichten sind als über das Quellenvolumen  $V_Q$  gemittelt zu betrachten.
- Alle angeregten Zustände werden durch ein äquivalentes Niveau repräsentiert, sowohl für Ar als auch für Al.
- Doppelionisation wird aufgrund der niedrigen Elektronenenergien ausgeschlossen.
- Das Magnetronplasma wird als vom ECR-Plasma unabhängige Al-Atomquelle mit einer konstanten Al-Atomeinspeiserate  $R$  betrachtet.
- Wegen des globalen Charakters kann der Einfluss des Magnetfeldes auf die Bewegung der geladenen Spezies, also insbesondere der Einschluss der Elektronen im magnetischen Spiegelfeld, nicht berücksichtigt werden.

Das Magnetron-ECR-Plasma setzt sich zusammen aus Elektronen, Ar- und Al-Atomen im Grundzustand, angeregten Ar- und Al-Atomen sowie einfach geladenen  $\text{Ar}^+$ - und  $\text{Al}^+$ -Ionen mit den jeweiligen Teilchendichten  $n_e$ ,  $n_{\text{Ar}}$ ,  $n_{\text{Al}}$ ,  $n_{\text{Ar}^*}$ ,  $n_{\text{Al}^*}$ ,  $n_{\text{Ar}^+}$ ,  $n_{\text{Al}^+}$ .

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

Für die Al-Atomdichte  $n_{Al}$  ergibt sich die Balancegleichung

$$\begin{aligned} \frac{dn_{Al}}{dt} = & \underbrace{\frac{R}{V_Q}}_{\text{Sputterquelle}} + \underbrace{k_{deexc,Al^*} n_e n_{Al^*}}_{\text{Elektronenstoßabregung}} \\ & - \underbrace{(k_{exc,Al} + k_{miz}) n_e n_{Al}}_{\text{Anregung und Ionisation durch Elektronenstoß}} - \underbrace{k_P n_{Ar^*} n_{Al}}_{\text{Penning}} - \underbrace{k_{chexc} n_{Ar^+} n_{Al}}_{\text{Ladungsaustausch}} - \underbrace{k_{diff,Al} n_{Al}}_{\text{Diffusion}} . \end{aligned} \quad (4.1)$$

Elektronenstöße bewirken die Relaxation angeregter Al-Atome in deren Grundzustand, wodurch neben der Sputterquelle ein zusätzlicher Quellterm in der Balancegleichung zu berücksichtigen ist. Der Abbau der Al-Atomdichte erfolgt durch Elektronenstoßanregung und -ionisation, Penning-Ionisation sowie Ladungsaustausch, mit den entsprechenden Ratenkoeffizienten  $k_{exc,Al}$ ,  $k_{miz}$ ,  $k_P$  und  $k_{chexc}$  (Tab. 4.1) sowie durch Diffusionsverluste. Die Diffusionsrate  $k_{diff,Al} = D_{Al}/\Lambda^2 \sim 10 \text{ s}^{-1}$  resultiert aus der charakteristischen Diffusionslänge  $\Lambda = [(\pi/L_Q)^2 + (2,405/R_Q)^2]^{-1/2}$  und der Diffusionskonstanten  $D_{Al} = 110 \text{ cm}^2/\text{s}$  des Al-Atoms [88].  $R_Q$  und  $L_Q$  genügen dem Radius sowie der Länge des zylindrischen Quellenvolumens.

$\text{Al}^+$ -Ionen werden durch Elektronenstoßionisation, Penning-Ionisation sowie Ladungsaustauschprozesse – jeweils gewichtet durch die zugehörigen Ratenkoeffizienten  $k_{miz}$ ,  $k_P$  und  $k_{chexc}$  – erzeugt und gehen durch Kondensation an den Kammerwänden verloren

$$\frac{dn_{Al^+}}{dt} = \underbrace{k_{miz} n_e n_{Al}}_{\text{Elektronenstoß}} + \underbrace{k_P n_{Ar^*} n_{Al}}_{\text{Penning}} + \underbrace{k_{chexc} n_{Ar^+} n_{Al}}_{\text{Ladungsaustausch}} - \underbrace{k_{wall,Al^+} n_{Al^+}}_{\text{Verlust Wand}} . \quad (4.2)$$

Da die Ionenextraktion lediglich von der Plasmarandschicht erfolgt, kann die Extraktionsöffnung als Teil der Rezipientenwand angenommen werden. Die Verlustrate

$$k_{wall,Al^+} = 2v_{B,Al^+} \cdot \frac{(h_L R_Q^2 + h_R R_Q L_Q)}{R_Q^2 L_Q} \quad (4.3)$$

ergibt sich aus der Bohm-Geschwindigkeit  $v_{B,Al^+} = (T_e/m_{Al^+})^{1/2}$ , mit  $m_{Al^+}$  als Masse des  $\text{Al}^+$ -Ions. Das Verhältnis der Teilchendichten zwischen Plasmarandschicht und Bulkplasma in axialer und radialer Richtung ist hierbei gegeben durch  $h_L = 0,86 \cdot (3 + L_Q/2\Lambda_i)^{-1/2}$  und  $h_R = 0,8 \cdot (4 + R_Q/\Lambda_i)^{-1/2}$ . Die mittlere freie Weglänge zwischen  $\text{Al}^+$ -Ar-Stößen resultiert aus  $\Lambda_i = 1/(n_{Ar}\sigma_A)$ , wobei  $\sigma_A \sim 1 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2$  dem Stoßquerschnitt entspricht.



#### 4.1. Globales Plasmamodell

Symbol	Reaktionsgleichung / Parameter	Formel / typischer Wert	Einheit	Ref.
<b>Ratenkoeffizient</b>				
$k_{chexc}$	$\text{Ar}^+ + \text{Al} \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+$	$1 \cdot 10^{-15}$	$\text{m}^3/\text{s}$	[89]
$k_{deexc}$	$\text{e}^- + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{e}^-$	$4,3 \cdot 10^{-16} T_e^{0,74}$	$\text{m}^3/\text{s}$	[87]
$k_{deexc, \text{Al}^*}$	$\text{e}^- + \text{Al}^* \rightarrow \text{Al} + \text{e}^-$	$4,4 \cdot 10^{-14} \exp(-0,54/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	a
$k_{el, \text{Ar}}$	$\text{e}^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{e}^-$	$k_{el, \text{Ar}} = f(T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	[90]
$k_{el, \text{Al}}$	$\text{e}^- + \text{Al} \rightarrow \text{Al} + \text{e}^-$	$4,84 \cdot 10^{-13} T_e^{-0,24} \exp(-10,16/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	b
$k_{exc}$	$\text{e}^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + \text{e}^-$	$1,45 \cdot 10^{-14} \exp(-12,96/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	[90]
$k_{exc, \text{Al}}$	$\text{e}^- + \text{Al} \rightarrow \text{Al}^* + \text{e}^-$	$8,79 \cdot 10^{-14} \exp(-3,68/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	a
$k_{exc, iz}$	$\text{e}^- + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}^-$	$2,1 \cdot 10^{-13} \exp(-5,3/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	[91]
$k_{iz}$	$\text{e}^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + 2\text{e}^-$	$2,34 \cdot 10^{-14} T_e^{0,59} \exp(-17,44/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	[90]
$k_{miz}$	$\text{e}^- + \text{Al} \rightarrow \text{Al}^+ + 2\text{e}^-$	$1,23 \cdot 10^{-13} \exp(-7,23/T_e)$	$\text{m}^3/\text{s}$	[87]
$k_P$	$\text{Ar}^* + \text{Al} \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+ + \text{e}^-$	$5,9 \cdot 10^{-16}$	$\text{m}^3/\text{s}$	[89]
<b>Input</b>				
$\Phi_{pl}$	Plasmapotential	20	V	[92]
$L_Q$	Länge Ionenquellenvolumen	0,2	m	
$n_{\text{Al}}$	Al-Atomdichte	$2,3 \cdot 10^{15}$	$1/\text{m}^3$	OES
$n_{\text{Ar}}$	Ar-Atomdichte	$p/(k_B T_{\text{Gas}})$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Al}^*, \text{init}}$	Anfangs-Al*-Atomdichte	$0,005 \cdot n_{\text{Al}, \text{init}}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Al}^+, \text{init}}$	Anfangs-Al+-Ionendichte	$0,01 \cdot n_{\text{Al}, \text{init}}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Ar}^*, \text{init}}$	Anfangs-Ar*-Atomdichte	$0,001 \cdot n_{\text{Ar}}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Ar}^+, \text{init}}$	Anfangs-Ar+-Ionendichte	$0,01 \cdot n_{\text{Ar}}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{e, \text{init}}$	Anfangs-Elektronendichte	$1 \cdot 10^{16}$	$1/\text{m}^3$	
$p$	Prozessdruck	0,02	Pa	
$P_\mu$	Mikrowellenleistung	1000	W	
$R_Q$	Radius Ionenquellenvolumen	0,1	m	
$T_{e, \text{init}}$	Anfangs-Elektronentemperatur	5	eV	
$T_{\text{Gas}}$	Gastemperatur	350	K	[81]
<b>Output</b>				
$n_{\text{Al}^*}$	Al*-Atomdichte	$2,75 \cdot 10^{15}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Al}^+}$	Al+-Atomdichte	$1,27 \cdot 10^{15}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Ar}^*}$	Ar*-Atomdichte	$1,13 \cdot 10^{17}$	$1/\text{m}^3$	
$n_{\text{Ar}^+}$	Ar+-Atomdichte	$8,49 \cdot 10^{17}$	$1/\text{m}^3$	
$n_e$	Elektronendichte	$8,5 \cdot 10^{17}$	$1/\text{m}^3$	
$T_e$	Elektronentemperatur	8,4	eV	

Tabelle 4.1.: Globales Plasmamodell der MECRIS – Ratenkoeffizienten sowie typische Modell-Input- und Output-Parameter. Wirkungsquerschnittsdaten von Smirnov et al. [77] (a) sowie Mayol und Salvat [93] (b). Für die Ratenkoeffizienten gilt:  $T_e$  in  $[\text{eV}] \cdot 1/[\text{eV}]$ . OES – optische Plasmaemissionsspektroskopie.

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

Angeregte Al-Atome entstehen hauptsächlich durch Elektronenstoß. Deren Anzahl im Plasma wird durch Elektronenstoßabregung und Diffusionsverlust minimiert

$$\frac{dn_{Al^*}}{dt} = \underbrace{k_{exc,Al}n_en_{Al}}_{\text{Elektronenstoßanregung}} - \underbrace{k_{deexc,Al^*}n_en_{Al^*}}_{\text{Elektronenstoßabregung}} - \underbrace{k_{diff,Al^*}n_{Al^*}}_{\text{Diffusion}}. \quad (4.4)$$

Der Ratenkoeffizient der Elektronenstoßanregung  $k_{exc,Al}$  wurde anhand des experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{ex,Al}$  von Smirnov et al. [77] berechnet

$$k_{exc,Al} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{3}{m_e}} \int_0^\infty \sigma_{ex,Al}(T_e) \cdot f_e(T_e) \cdot \sqrt{T_e} dT_e \quad (4.5)$$

und anschließend in die Arrhenius-Form überführt (Tab. 4.1). Die Elektronenenergie-Verteilungsfunktion  $f_e$  wurde als Maxwell'sch angenommen. Der Ratenkoeffizient der Elektronenstoßabregung bestimmt sich nach dem Prinzip der Besetzungsbalance der beteiligten Niveaus aus

$$k_{deexc,Al^*} = k_{exc,Al} \cdot \frac{g(Al)}{g(Al^*)} \exp\left(\frac{\varepsilon_{ex,Al}}{T_e}\right). \quad (4.6)$$

Hierbei entspricht  $g(Al) = 2$  und  $g(Al^*) = 4$  dem Niveau-Entartungsgrad [83] und  $\varepsilon_{ex,Al} = 3,14 \text{ eV}$  der Schwellenenergie für Stoßanregung, wobei nur die Anregung des Al-Resonanzniveaus  $4s$  ( $^2S_{1/2}$ ) berücksichtigt wird. Für die Diffusionsrate in Gleichung (4.4) wurde  $k_{diff,Al^*} = k_{diff,Al}$  angenommen.

Ar-Atome werden durch Elektronenstöße angeregt. Der zugehörige Ratenkoeffizient wird mit  $k_{exc}$  bezeichnet. Die Teilchendichte der angeregten Atome wird durch Diffusionsverlust sowie Elektronenstoßionisation, Elektronenstoßabregung und durch Penning-Ionisation begrenzt, unter Beachtung der jeweiligen Ratenkoeffizienten  $k_{exc,iz}$ ,  $k_{deexc}$  und  $k_P$  (Tab. 4.1)

$$\frac{dn_{Ar^*}}{dt} = \underbrace{k_{exc}n_en_{Ar}}_{\text{Anregung durch Elektronenstoß}} - \underbrace{(k_{exc,iz} + k_{deexc})n_en_{Ar^*}}_{\text{Ionisation und Abregung durch Elektronenstoß}} - \underbrace{k_{diff,Ar^*}n_{Ar^*}}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{k_P n_{Ar^*} n_{Al}}_{\text{Penning}}. \quad (4.7)$$

Die Diffusionsrate ergibt sich aus  $k_{diff,Ar^*} = D_{Ar^*}/\Lambda^2$ . Für die Diffusionskonstante wurde  $D_{Ar^*} = 54 \text{ cm}^2/\text{s}$  verwendet [91].

#### 4.1. Globales Plasmamodell

$\text{Ar}^+$ -Ionen entstehen durch Elektronenstoßionisation von Ar-Atomen im Grundzustand und angeregten Ar-Atomen, mit den Ratenkoeffizienten  $k_{iz}$  und  $k_{exc,iz}$  (Tab. 4.1). Die  $\text{Ar}^+$ -Teilchendichte wird durch Ladungsaustausch mit Al-Atomen und Verluste an den Kammerwänden abgebaut

$$\frac{dn_{\text{Ar}^+}}{dt} = \underbrace{k_{iz}n_en_{\text{Ar}} + k_{exc,iz}n_en_{\text{Ar}^*}}_{\text{Elektronenstoßionisation}} - \underbrace{k_{chexc}n_{\text{Ar}^+}n_{\text{Al}}}_{\text{Ladungsaustausch}} - \underbrace{k_{wall,\text{Ar}^+}n_{\text{Ar}^+}}_{\text{Verlust Wand}}. \quad (4.8)$$

Die Verlustrate  $k_{wall,\text{Ar}^+}$  bestimmt sich nach Gleichung (4.3) aus der Bohm-Geschwindigkeit  $v_{B,\text{Ar}^+} = (T_e/m_{\text{Ar}^+})^{1/2}$ , wonach  $m_{\text{Ar}^+}$  die Masse des  $\text{Ar}^+$ -Ions beschreibt.

Für die Berechnung der Elektronentemperatur  $T_e$  wird die Leistungsbilanz des Magnetron-ECR-Plasmas ermittelt. Diese stellt die im Plasmavolumen  $V_{\text{Plasma}} \sim 4/3\pi R_Q^3$  absorbierte Mikrowellenleistung  $P_\mu$  der Dissipation gegenüber, welche aus elastischen und inelastischen Stößen sowie dem Verlust von geladenen Teilchen an den Kammerwänden resultiert

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) &= \frac{P_\mu}{V_{\text{Plasma}}} - \varepsilon_{c,\text{Ar}} k_{iz} n_{\text{Ar}} n_e - \varepsilon_{c,\text{Al}} k_{miz} n_{\text{Al}} n_e \\ &\quad - k_{wall,\text{Ar}^+} (\varepsilon_e + \varepsilon_{I,\text{Ar}}) n_{\text{Ar}^+} - k_{wall,\text{Al}^+} (\varepsilon_e + \varepsilon_{I,\text{Al}}) n_{\text{Al}^+}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Hierbei entspricht  $\varepsilon_e$  und  $\varepsilon_I$  dem mittleren kinetischen Energieverlust eines jeden auf die Kammerwand treffenden Elektrons ( $\sim 2 \cdot T_e$  [91]) bzw. Ions. Beispielsweise gilt:  $\varepsilon_{I,\text{Ar}} = m_{\text{Ar}^+} \cdot v_{B,\text{Ar}^+}^2 / 2 + e\Phi_{pl}$ , mit  $\Phi_{pl}$  als Plasmapotential. Der Energieverlust, welcher durch Bildung eines Elektron-Ion-Paares entsteht, ist im Fall von Argon definiert durch

$$\varepsilon_{c,\text{Ar}} = \varepsilon_{iz,\text{Ar}} + \varepsilon_{ex,\text{Ar}} \frac{k_{exc}}{k_{iz}} + \frac{k_{el,\text{Ar}}}{k_{iz}} \frac{3m_e}{m_{\text{Ar}^+}} T_e, \quad (4.10)$$

mit der Ionisations- bzw. Schwellenenergie  $\varepsilon_{iz,\text{Ar}} = 15,76 \text{ eV}$  und  $\varepsilon_{ex,\text{Ar}} = 11,8 \text{ eV}$ . Anhand  $k_{exc}$  und  $k_{el,\text{Ar}}$  wird den Ratenkoeffizienten der Elektronenstoßanregung entsprechender 4s-Niveaus sowie elastischen Stößen Rechnung getragen (Tab. 4.1). Für den Energieverlust bei Bildung eines Elektron- $\text{Al}^+$ -Paares werden in Gleichung (4.10) die Ionisationsenergie  $\varepsilon_{iz,\text{Al}} = 5,99 \text{ eV}$  sowie die Ratenkoeffizienten  $k_{exc,\text{Al}}$  und  $k_{el,\text{Al}}$  eingesetzt. Unter Verwendung der Wirkungsquerschnittsdaten für elastischen Elektronenstoß von Mayol und Salvat [93] wurde  $k_{el,\text{Al}}$  nach Gleichung (4.5) berechnet und anschließend an die Arrhenius-Form angepasst (Tab. 4.1).

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

Im stationären Betrieb ( $dn_j/dt = 0$ ) der Magnetron-ECR-Ionenquelle reduzieren sich die Differenzialgleichungen (4.1), (4.2), (4.4), (4.7), (4.8) und (4.9) auf ein nichtlineares algebraisches Gleichungssystem. Mithilfe von *COMSOL Multiphysics*® konnte dieses unter Angabe typischer Anfangsparameter (Tab. 4.1) nach der Elektronentemperatur  $T_e$  sowie den gesuchten Teilchendichten aufgelöst werden. Die Al-Atomdichte  $n_{Al}$  dient als experimenteller Input-Parameter, welcher aus dem optischen Plasmaemissionsspektrum, in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{Mag}$ , bestimmt wurde. Unter Annahme einer Gastemperatur von 350 K kann die Ar-Atomdichte  $n_{Ar}$  anhand der idealen Gasgleichung in Abhängigkeit des Prozessdrucks  $p$  berechnet und ebenfalls als gegeben vorausgesetzt werden. Die Elektronendichte  $n_e$  ergibt sich aus der Quasineutralitätsbedingung des Plasmas

$$n_e = n_{Ar^+} + n_{Al^+} . \quad (4.11)$$

##### 4.1.2. $Al^+$ -Ionenextraktionsstrom und Plasmaparameter

Um einen  $Al^+$ -Ionenstrom von mindestens  $100 \mu A$  zu erzeugen, sind pro Sekunde ca.  $6 \cdot 10^{14}$   $Al^+$ -Ionen ( $0,0001 A / 1,6 \cdot 10^{-19} C$ ) aus der Ionenquelle zu extrahieren. Bei Annahme einer typischen Ionenquelleneffizienz, also dem Verhältnis extrahierter  $Al^+$ -Ionen zu eingespeisten Al-Atomen, von  $\ll 1\%$ , bedeutet dies, dass pro Sekunde mehr als  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome in das Ionenquellenvolumen  $V_Q$  eingeleitet werden müssen. Die Diffusion der Al-Atome auf die Kammerwände ist der dominierende Verlustprozess. Wird nur dieser in Gleichung (4.1) berücksichtigt, kann eine einfache Abschätzung der Al-Atomdichte vorgenommen werden. Im stationären Zustand gilt

$$\frac{dn_{Al}}{dt} = 0 = \frac{R}{V_Q} - k_{diff,Al} n_{Al} . \quad (4.12)$$

Mit der Al-Atomeinspeiserate  $R = 1 \cdot 10^{18} s^{-1}$  bestimmt sich die Al-Atomdichte zu

$$n_{Al} = \frac{R}{k_{diff,Al} \cdot V_Q} \sim 1,6 \cdot 10^{13} cm^{-3} . \quad (4.13)$$

#### 4.1. Globales Plasmamodell

Für das ECR-gestützte Magnetron-Sputterplasma muss die Elektronenstoßionisation als weiterer, maßgeblicher Beitrag in die Balancegleichung einbezogen werden. Unter Verwendung der Cutoff-Elektronendichte folgt für den stationären Betrieb

$$n_{Al} = \frac{R}{(k_{diff,Al} + k_{miz}n_{e,cutoff}) \cdot V_Q} \sim 1,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.14)$$

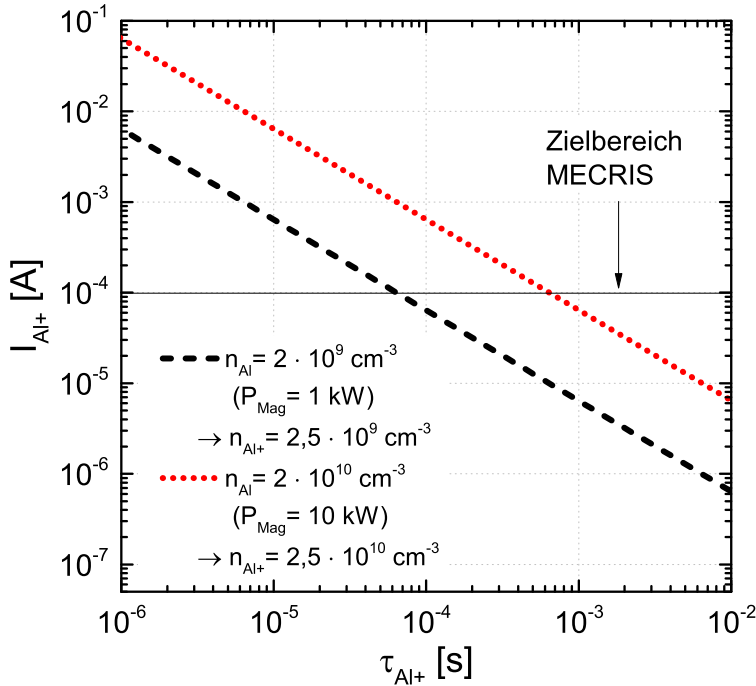


Abbildung 4.1.:

Anhand des globalen Plasma-modells nach Gleichung (4.15) berechneter  $Al^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al+}$  der MECRIS in Abhängigkeit der  $Al^+$ -Ionen-einschlusszeit  $\tau_{Al+}$ , in den Grenzen der mittels des Sputtermagnetrons erreichbaren  $Al$ -Atomdichten  $n_{Al}$ .  $P_{\mu} = 2 \text{ kW}$ ,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ ,  $A_{ex} = \pi \cdot (2,5 \text{ mm})^2$ .

Der aus der Ionenquelle extrahierbare  $Al^+$ -Ionenstrom  $I_{Al+}$  skaliert in erster Näherung mit der  $Al^+$ -Ionendichte  $n_{Al+}$ , der Extraktionsfläche  $A_{ex}$  sowie der Quellenlänge  $L_Q$  und ist indirekt proportional zur  $Al^+$ -Ioneneinschlusszeit  $\tau_{Al+}$  im Plasma [94]

$$I_{Al+} = \frac{e \cdot n_{Al+} \cdot A_{ex} \cdot L_Q}{\tau_{Al+}}. \quad (4.15)$$

Wird die  $Al$ -Atomeinspeiserate  $R$  durch die Magnetron-Sputterleistung  $P_{Mag}$  gesteigert, so erhöht sich die  $Al$ -Atomdichte  $n_{Al}$  im Plasma. Dies hat den Anstieg von  $n_{Al+}$  zur Folge, wodurch  $I_{Al+}$  zunimmt. Die Verringerung von  $\tau_{Al+}$  bietet die Möglichkeit  $I_{Al+}$  um Größenordnungen anzuheben. Für  $I_{Al+}$  von  $100 \mu\text{A}$  sind laut Modellrechnung  $Al^+$ -Einschlusszeiten von  $\tau_{Al+} < 1 \cdot 10^{-3} \text{ s}$  nötig (Abb. 4.1). Da die Ionen- und Elektronendichten im Plasma über dessen Neutralitätsbedingung verknüpft sind, kann die  $Al^+$ -Einschluss-

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

zeit über die Elektroneneinschlusszeit „eingestellt“ werden. Diese hängt wiederum von der Magnetfeldkonfiguration ab, welche für die entwickelte Ionenquelle über den Spulenstrom variiert wird.

Mithilfe des globalen Plasmamodells der MECRIS konnte ein umfassendes Vorabverständnis des Einflusses der Prozessparameter Mikrowellenleistung  $P_\mu$ , Magnetron-Sputterleistung  $P_{Mag}$  und Druck  $p$  auf die Plasmaparameter Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  sowie den Al-Ionisationsgrad  $n_{Al^+}/(n_{Al} + n_{Al^+})$ , das  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$ -Ionendichteverhältnis und den  $Al^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al^+}$  gewonnen werden (Tab. 4.2). Im Allgemeinen bewirkt die Steigerung von  $P_\mu$  und  $P_{Mag}$  die Erhöhung von  $n_e$ . Dies hat einen zunehmenden Al-Ionisationsgrad zur Folge, was die Extraktion größerer  $I_{Al^+}$  ermöglicht. Derselbe Effekt wird durch einen ansteigenden Prozessdruck  $p$  verursacht.

Für die Standard-Prozessparameterkonfiguration:  $P_\mu = 1 \text{ kW}$ ,  $P_{Mag} = 1 \text{ kW}$  (entspricht  $n_{Al} = 2,3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ),  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, ergibt sich ein Al- und Ar-Ionisationsgrad von rund 39 % bzw. 17 % sowie ein Ionendichteverhältnis  $n_{Al^+} / n_{Ar^+}$  von 0,0015. Der höhere Ionisationsgrad des Al kommt durch die geringere Ionisationsenergie der Al-Atome ( $\varepsilon_{iz,Al} = 5,99 \text{ eV}$ ,  $\varepsilon_{iz,Ar} = 15,76 \text{ eV}$ ) und den größeren Ratenkoeffizient für direkte Elektronenstoßionisation (Vgl.  $k_{iz}$  und  $k_{miz}$ , Tab. 4.1) zustande.

Das Verhältnis  $n_{Al^+} / n_{Ar^+}$  ist von essentieller Bedeutung für die Leistungsfähigkeit der Metallionenquelle, da beide Spezies zwangsläufig im extrahierten Ionenstrahl vorkommen. Nach dem globalen Modell kann dieses über Absenkung von  $p$  und Maximierung von  $P_{Mag}$  gesteigert werden.

$\uparrow$	$n_e$	$T_e$	$\frac{n_{Al^+}}{(n_{Al^+} + n_{Al})}$	$\frac{n_{Al^+}}{n_{Ar^+}}$	$I_{Al^+}$
$P_\mu$	$\uparrow$	$\rightarrow$	$\uparrow$	$\rightarrow$	$\uparrow (n_{Al^+} \uparrow)$
$p$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow (n_{Al^+} \uparrow)$
$P_{Mag}$	$\uparrow$	$\downarrow$	$\uparrow$	$\uparrow$	$\uparrow$

Tabelle 4.2.: Globales Plasmamodell der Magnetron-ECR-Ionenquelle – Einfluss der Prozessparameter auf die Plasmaparameter.  $P_{Mag} = 1...10 \text{ kW}$  (bestimmt  $n_{Al}$ ),  $P_\mu = 0,3...2 \text{ kW}$ ,  $p = 0,02...1 \text{ Pa}$ .

## 4.2. Zweidimensionales Plasmamodell

### 4.2.1. Physikalischer Ansatz

Anhand eines zweidimensionalen, rotationssymmetrischen, zeitabhängigen Plasmamodells der MECRIS kann die Ortsabhängigkeit der Plasmaparameter sowie der Einfluss des Magnetfeldes und die damit verbundene ECR-Heizung simuliert werden. Das Modell wurde mithilfe der FEM-Software *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> aufgesetzt und basiert auf einer implementierten Entwicklungsroutine für mikrowellenangeregte Argon-Plasmaquellen ([95–97], Anhang A.5). Die hinterlegte Reaktionskinetik musste entsprechend des Al-Einflusses nach dem Vorbild des globalen Plasmamodells erweitert werden. Zusätzlich finden diverse Stoßprozesse der schweren Spezies untereinander, wie z. B. Quenching, Berücksichtigung (Tab. 4.3).

Reaktionsgleichung	Ref.	Reaktionsgleichung	Ref.
$e^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + e^-$	[96]	$\text{Al}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Al} + \text{Ar}$	[89]
$e^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + e^-$	[96]	$\text{Ar}^* + \text{Al} \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+ + e^-$	[89]
$e^- + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + e^-$	[96]	$\text{Ar}^* + \text{Al}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+ + e^-$	[89]
$e^- + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$	[96]	$\text{Ar}^+ + \text{Al} \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+$	[89]
$e^- + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e^-$	[96]	$\text{Ar}^+ + \text{Al}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Al}^+$	[89]
$e^- + \text{Al} \rightarrow \text{Al}^+ + 2e^-$	[87]	$\text{Al}^* + \text{Al} \rightarrow \text{Al} + \text{Al}$	[89]
$e^- + \text{Al} \rightarrow \text{Al}^* + e^-$	[77]	$\text{Al} + \text{Al}^+ \rightarrow \text{Al}^+ + \text{Al}$	[89]
$e^- + \text{Al}^* \rightarrow \text{Al} + e^-$	[77]	$\text{Al}^* + \text{Al}^+ \rightarrow \text{Al}^+ + \text{Al}$	[89]
$\text{Ar}^* + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}$	[96]	Wand: $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}$	[96]
$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^+ + e^-$	[96]	Wand: $\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}$	[96]
$\text{Ar} + \text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar}$	[89]	Wand: $\text{Al}^+ \rightarrow \text{Al}$	nach [96]
$\text{Ar}^* + \text{Ar}^+ \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^+$	[89]	Wand: $\text{Al}^* \rightarrow \text{Al}$	nach [96]
$\text{Al}^* + \text{Al}^* \rightarrow \text{Al} + \text{Al}$	[89]		

Tabelle 4.3.: Zweidimensionales Plasmamodell MECRIS – Reaktionskinetik.

Die Modellierung des Magnetron-Sputterplasmas kann mithilfe von *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> nicht realisiert werden, da sich die Elektronenmobilität (und -diffusion) parallel und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien vor der Targetoberfläche um teilweise über 8 Größenordnungen unterscheidet. Dieser Umstand verursacht numerische Probleme, welche bisher ungelöst sind [98]. Üblicherweise müssen Monte-Carlo- oder hybride Monte-Carlo-FEM-Modelle für die Simulation von Magnetron-Sputterplasmen eingesetzt werden [81, 99].

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

Das hier vorgestellte Plasamodell verfolgt einen einfacheren und weniger Rechenzeitintensiven Ansatz, welcher sich am globalen Plasamodell orientiert und die durch das Sputterplasma erzeugte Al-Atomdichte  $n_{Al}$  als gegeben voraussetzt. Diese wurde mittels OES für den jeweils betrachteten Prozessparametersatz experimentell bestimmt. Mit dieser Vereinfachung kann auf die Modellierung des Sputterprozesses verzichtet werden. Folglich wird jedoch dessen Sekundärelektronenbeitrag sowie der Energiegewinn der Elektronen aufgrund der Beschleunigung im Kathodenfall und das negative Targetpotential vernachlässigt. Die Targetoberfläche ist damit Teil der geerdeten Kammerwand.

##### 4.2.2. Ortsaufgelöste und globale Plasmaparameter

Es wird der Standard-Prozessparametersatz betrachtet:  $P_\mu = P_{Mag} = 1 \text{ kW}$ ,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A. Die Anfangs-Elektronendichte zum Zeitpunkt  $t = 0 \text{ s}$  ist mit  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  gegeben und liegt unterhalb der Cutoff-Elektronendichte. Dadurch dringt die Mikrowelle in das gesamte Quellenvolumen vor und deponiert ihre Leistung im Bereich der magnetischen Resonanzflussdichte (Vgl. Abb. 4.2(a) und Abb. 4.2(c)). Aufgrund von elektrischen Feldstärkemaxima vor dem Einkoppelfenster und um das Quellenzentrum herum, wird an diesen Stellen nach Gleichung (A.24) ebenfalls eine Dissipation modelliert.

Im quasistationären Zustand bei  $t = 0,01 \text{ s}$  erreicht die Elektronendichte  $n_e$  ihr Maximum von  $2,37 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  im Zentrum der Ionenquelle und fällt in Richtung der Wände radial- und axialsymmetrisch ab (Abb. 4.2(e)). Entsprechend der Quasineutralitätsbedingung folgen die Profile der  $Al^+$ - und  $Ar^+$ -Ionendichten dem der Elektronendichte und weisen im Zentrum maximale Werte von etwa  $2,8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  bzw.  $2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf (Abb. 4.2(g) und 4.2(h)). Aus den ortsaufgelösten Plasmaparametern können globale Werte durch Mittelung über das Quellenvolumen berechnet werden. Für die o.g. Prozessparameter ergibt sich eine globale Elektronendichte von  $1,09 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und eine  $Al^+$ -Ionendichte von  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  sowie eine  $Ar^+$ -Ionendichte von  $1,06 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Der Al-Ionisationsgrad beträgt 43,4 %, der des Ar 2,4 % und das Ionendichteverhältnis  $n_{Al^+} / n_{Ar^+}$  bestimmt sich zu ca. 0,025.

Ungefähr 20 mm vor dem Einkoppelfenster und der Targetoberfläche wird die Cutoff-Elektronendichte überschritten (Abb. 4.2(e)). Dies hat zur Folge, dass die Mikrowelle lediglich bis zu dieser Region propagieren kann (Abb. 4.2(f)). Deren Leistungsdeposition beschränkt sich damit auf einen schmalen Bereich vor dem Einkoppelfenster von der Form einer Halbkugel, welche sich bis kurz vor die Targetoberfläche ausdehnt (Abb. 4.2(d)). Das 2d-Modell der MECRIS ist also in der Lage die Mikrowellenausbreitung in Abhängigkeit der Plasmeeigenschaften physikalisch korrekt zu beschreiben.



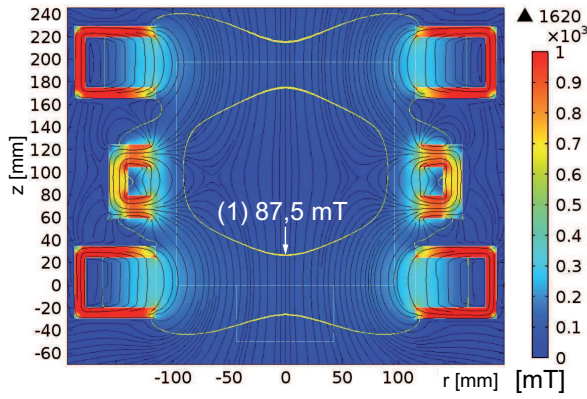
#### 4.2. Zweidimensionales Plasmamodell

Die Verteilung der Elektronentemperatur  $T_e$  im quasistationären Zustand folgt dem Profil der Magnetfeldlinien (Abb. 4.2(i)).  $T_e$  ist in Richtung der Feldlinien nahezu konstant. Dies wird durch die höhere Elektronenmobilität parallel zu den Feldlinien  $\mu_{e,\parallel}$  verursacht [95]

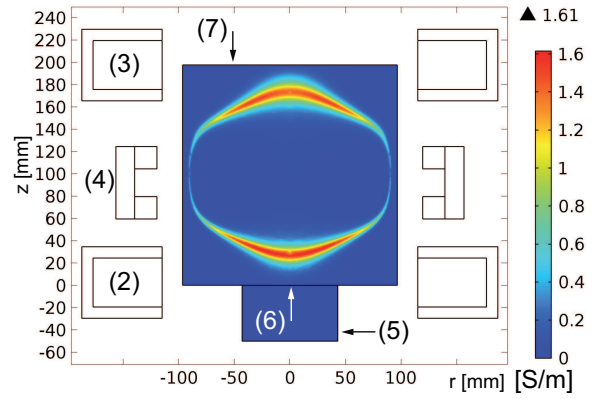
$$\mu_{e,\parallel} = \mu_{e,\perp} \cdot \left[ 1 + (eB/m_e\nu_e)^2 \right], \quad (4.16)$$

mit  $\nu_e$  als Elektronenstoßfrequenz und  $\mu_{e,\perp}$  als Senkrechtmobilität.  $T_e$  ist mit 11,9 eV auf der Rotationsachse am größten, da die Feldlinien hier 2 ECR-Gebiete miteinander verbinden, wodurch ein hoher Leistungsübertrag der Mikrowelle erreicht wird. Im Gegensatz zu den Außengebieten, in welchen die Feldlinien nur einmal die ECR-Zone kreuzen. Daher nimmt  $T_e$  nach außen, senkrecht zu den Feldlinien, auf 11,2 eV ab. Zudem verringert sich  $\mu_{e,\perp}$  in dieser Richtung, da  $B$  ansteigt.

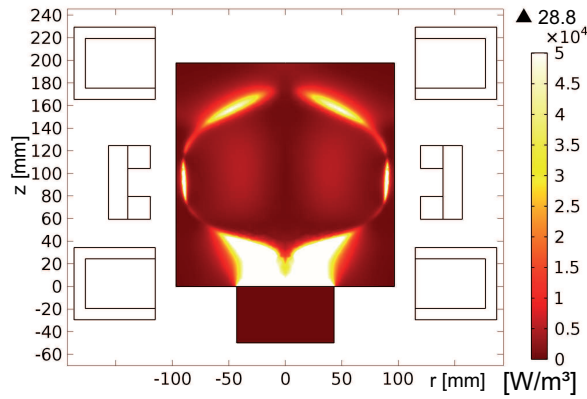
Das elektrische Potential des Plasmas ist in der Mitte der Quelle maximal und beträgt rund 80 V. Es fällt an den Wänden steil auf 0 V ab (Abb. 4.2(j)).



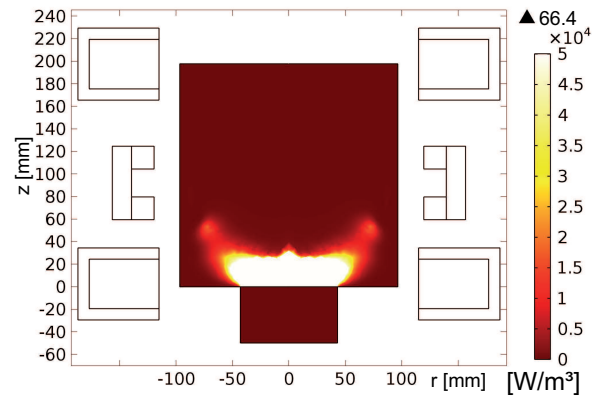
(a)  $B$  und  $H$ -Feldlinien



(b) Spur Plasmaleitfähigkeit  $\hat{\sigma}$ ,  $t = 0,01$  s



(c)  $P_\mu$ ,  $t = 0$  s



(d)  $P_\mu$ ,  $t = 0,01$  s

– Fortsetzung nächste Seite –

#### 4. Modellierung des Ionenquellenplasmas

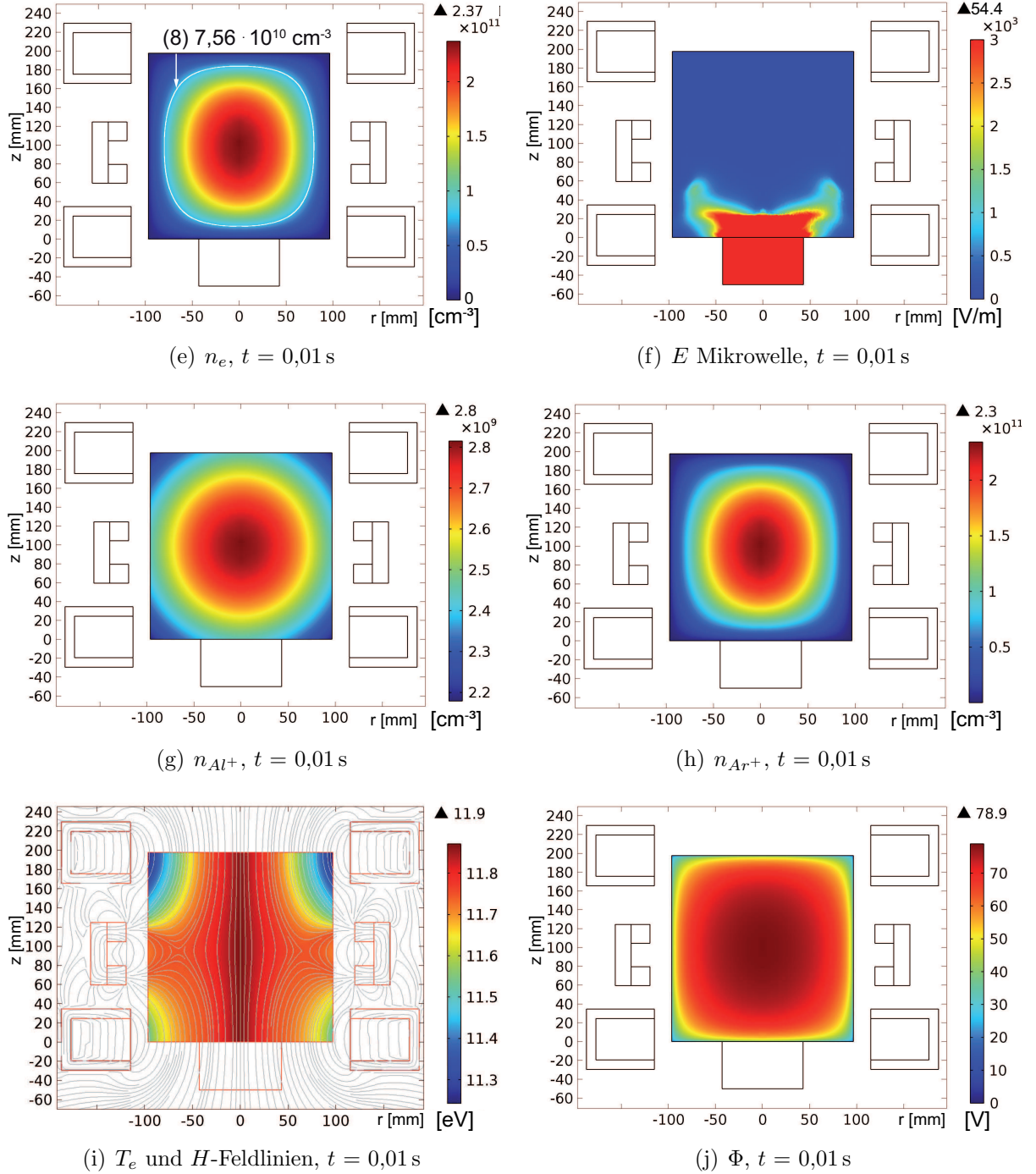


Abbildung 4.2.: Rotationssymmetrische FEM-Simulation des MECRIS-Plasmas mittels *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup>.  $P_\mu = P_{Mag} = 1$  kW,  $n_{Al} = 2,3 \cdot 10^9$  cm<sup>-3</sup>, 0,02 Pa, 135 A / 150 A. (1) magnetische ECR-Isofläche, (2)/(3) Solenoidspule auf der MW-Einspeiseseite / Ionenextraktionsseite, (4) Magnetsystem Zylindermagnetron, (5) zylindrischer Hohlleiter, (6) MW-Einkoppelfenster, (7) Ionenquellenvolumen, (8) Cutoff-Elektronendichte.

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Im Folgenden werden die physikalischen Eigenschaften des Magnetronplasmas ohne Mikrowelleneinspeisung dargestellt und diskutiert. Sofern nicht anders erwähnt, wurde als Standardprozessparametersatz gesetzt: Sputterleistung  $P_{Mag} = 3 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, Prozessdruck  $p = 1 \text{ Pa}$ , Prozessgas Argon.

Wichtige Fragestellungen sind:

- Welche Wirkung hat der axiale magnetische Spiegel der Spulen auf das Plasma?
  - Wird die Plasmadichte und / oder die Elektronentemperatur gesteigert?
  - Wie wird die Al-Atomeinspeisung in das Quellenvolumen beeinflusst?
  - Welches Verhalten zeigt die Strom-Spannungskennlinie der Magnetronentladung?
- Wie groß sind die Abweichungen der bestimmten Plasmaparameter zwischen Langmuir-Sondenmessung und optischer Emissionsspektroskopie? Woraus resultieren sie?
- Bei welchem Prozessparametersatz ist die Al-Atomeinspeiserate und / oder die Plasmadichte am größten?
- Können mehr als  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s in die Quelle eingeleitet werden?

## 5.1. Elektronendichte und -temperatur

### 5.1.1. Ortsaufgelöste Langmuir-Sondenmessungen

Ortsaufgelöste Doppel-Langmuir-Sonden (DLS)-Messungen in radialer Richtung entlang der Targetmittellinie zeigen, dass die Elektronendichte  $n_e$  ab etwa 30 mm vor der Targetoberfläche kontinuierlich um über eine Größenordnung von  $9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ansteigt, wenn kein Spulenmagnetfeld vorhanden ist (Abb. 5.1(a)). Dies kommt durch den Einschluss von Sekundärelektronen vor dem Target, durch die Überlagerung des elektrischen Feldes und des Magnetfeldes der Permanentmagnete des Magnetrons, zustande [100]. Die Funktionalität der separaten Magnetron-Magnetfeldstruktur ist somit nachgewiesen.

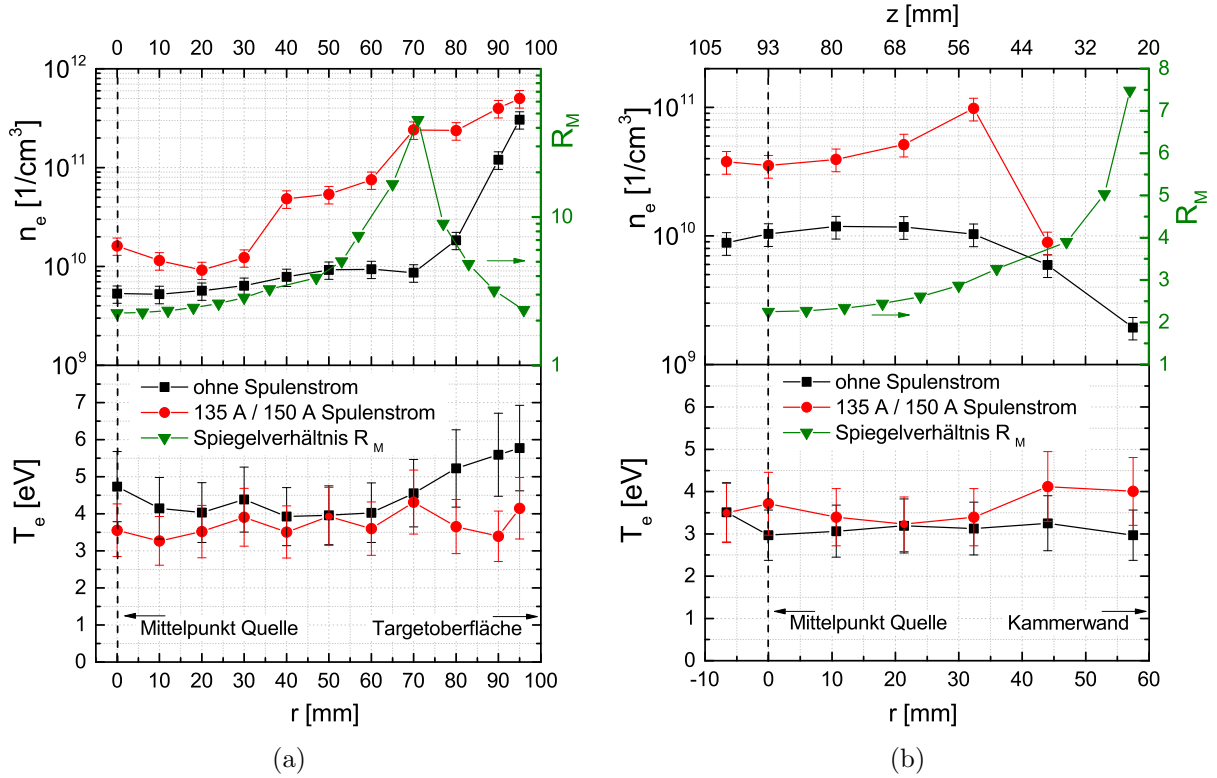


Abbildung 5.1.: Ortsaufgelöste DLS-Messung der Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas in radialer (a) und diagonalen (b) Richtung mit und ohne Spulenmagnetfeld (Spulenstrom). Das axiale magnetische Spiegelverhältnis  $R_M$  bestimmt sich jeweils für eine Linie mit festem Radius  $r$  parallel zur Rotationsachse aus der FEM-Simulation zur magnetischen Flussdichte  $B$  mittels *COMSOL Multiphysics*®.  $P_{Mag} = 3 \text{ kW}$ ,  $p = 1 \text{ Pa}$ .

### 5.1. Elektronendichte und -temperatur

Die entsprechende Elektronentemperatur  $T_e$  bewegt sich im Bereich 4...6 eV und ist vor dem Target am größten (Abb. 5.1(a)), weil die aus der Targetoberfläche emittierten Sekundärelektronen mit zunehmender Distanz immer mehr Stöße mit dem Prozessgas erfahren [101]. Das Anwachsen der Plasmadichte vor dem Target resultiert damit offenbar zusätzlich aus der Präsenz höherenergetischer Elektronen [100].

Wird das Spulenmagnetfeld zugeschaltet, ist überall in der Quelle ein Anstieg von  $n_e$  zu beobachten. Der höchste Zuwachs von ungefähr einer Größenordnung, von durchschnittlich  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , tritt in dem Bereich der magnetischen Senke bei Radien zwischen etwa 40 mm und 80 mm auf (Abb. 5.1(a)). An dieser Stelle bewirkt das Minimum der magnetischen Flussdichte  $B$  ein maximales axiales magnetisches Spiegelverhältnis  $R_M$  und so den effektivsten Einschluss von Primär- und Sekundärelektronen in der Quelle. Somit ist gezeigt, dass die Kombination der Magnetfelder von Magnetron und ECR-Ionenquelle als Minimum- $B$ -Konfiguration ihre angestrebte Funktion als Elektronenfalle erfüllt und das Magnetronplasma nicht durch das Spulenmagnetfeld gestört wird. Die Effektivität des Elektroneneinschlusses vermindert sich in Richtung Quellenzentrum stetig, da  $R_M$  nach innen abnimmt. Im Zentrum wird daher ein geringerer  $n_e$ -Anstieg von ca.  $6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf etwa  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  detektiert.

Unter Einfluss des Spulenmagnetfeldes ergeben sich tendenziell geringere  $T_e$  zwischen 3...4 eV (Abb. 5.1(a)). Innerhalb der Messungenauigkeit ist  $T_e$  jedoch unabhängig von der Präsenz des Spulenmagnetfeldes. Eine Ausnahme bildet das Gebiet direkt vor dem Target. Hier sinkt  $T_e$ , durch Zuschaltung des Spulenmagnetfeldes, von rund 6 eV auf ca. 3,5 eV ab. Diese Abnahme begründet sich durch die simultane Zunahme der Elektronen- bzw. Plasmadichte. Deren Anstieg bewirkt einen um 1,6 A höheren Sputterstrom  $I_{Mag}$  über das Target / die Kathode (von 9,9 A auf 11,5 A). Bei konstant geregelter Sputterleistung  $P_{Mag}$  hat dies die Absenkung der Sputterspannung  $U_{Mag}$  um 41 V zur Folge (von 302 V auf 261 V), wodurch die Sekundärelektronen eine geringere Beschleunigung im Kathodenfall erfahren und letztlich kleinere kinetische Energien aufweisen.

DLS-Messungen in diagonaler Richtung lassen ebenfalls erkennen, dass  $n_e$  durch Zuschaltung der magnetischen Spiegelstruktur der Spulen um maximal eine Größenordnung von  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  erhöht wird und in Richtung steigender  $R_M$  von innen nach außen zunimmt. Nahe der Kammerwände sinkt  $n_e$  wieder auf den Ausgangswert ab (Abb. 5.1(b)). An dieser Stelle befindet sich die DLS außerhalb der Elektronenumkehrpunkte des magnetischen Spiegels – also in der Zone, in der kein Elektroneneinschluss gegeben ist. Die Diagonalmessung führt gleichermaßen auf  $T_e$  zwischen 3...4 eV. Zudem ließ sich kein signifikanter Einfluss des Spulenmagnetfeldes auf  $T_e$  erkennen (Abb. 5.1(b)).

### 5.1.2. Einfluss der Prozessparameter

#### Sputterleistung

DLS-Messungen 20 mm vor der Targetoberfläche, mit Spulenmagnetfeld, zeigen, dass die Erhöhung der Sputterleistung  $P_{Mag}$  von 1 kW auf 5 kW in einer nahezu linearen Steigerung von  $n_e$  von etwa  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf  $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  resultiert. Aufgrund des geringeren  $R_M$  erfolgt der lineare Anstieg von  $n_e$  im Quellenmittelpunkt bei um einer Größenordnung niedrigeren Absolutwerten von ungefähr  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 5.2(a)).

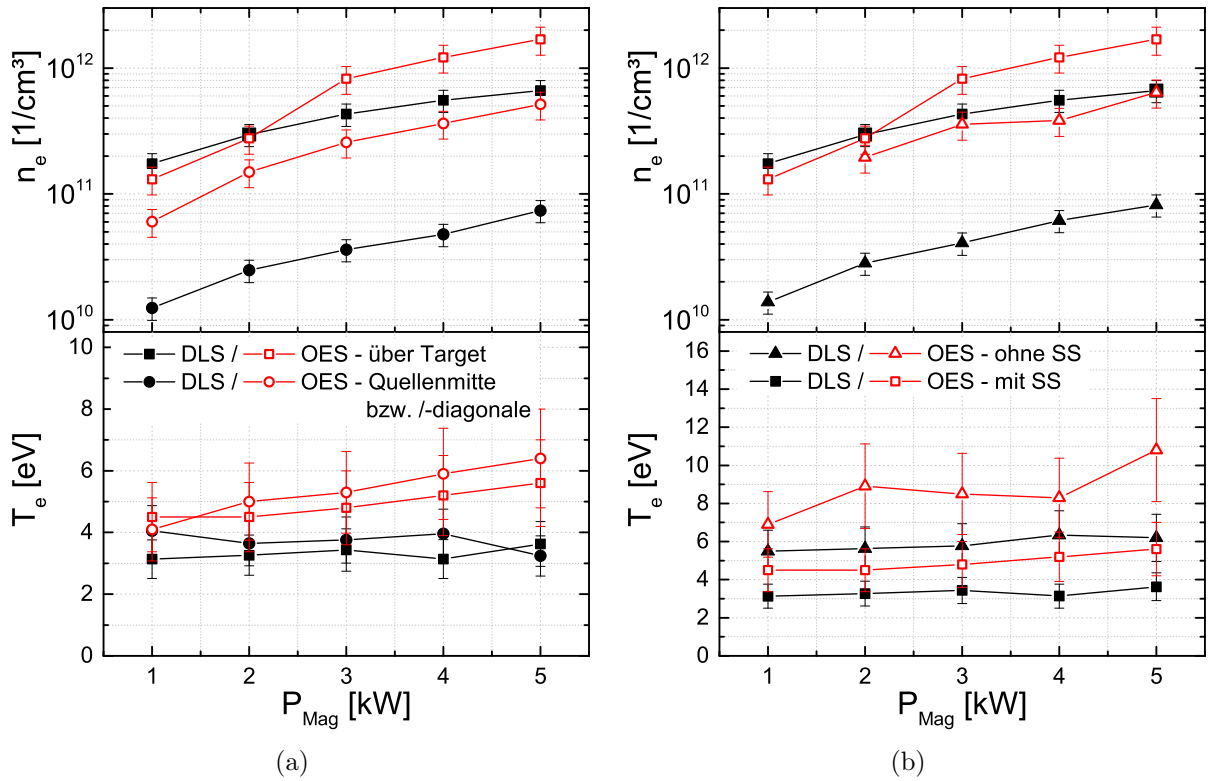


Abbildung 5.2.: Mittels Doppel-Langmuir-Sonde (DLS) und optischer Emissionsspektroskopie (OES) bestimmte Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas als Funktion der Sputterleistung  $P_{Mag}$  für den Quellenmittelpunkt und 20 mm über der Targetoberfläche bzw. für die Sichtlinien diagonal und parallel zur Rotationsachse 20 mm über der Targetoberfläche mit Spulenstrom (SS) bzw. Spulenmagnetfeld (a) sowie der Vergleich ohne Spulenmagnetfeld für die Position bzw. Sichtlinie über der Targetoberfläche (b). Intensitätsverhältnisse genutzter Spektrallinien für OES:  $n_e$  - I (750,4 nm - Ar I) / I (425,9 nm - Ar I),  $T_e$  - I (480,6 nm - Ar II) / I (419,8 nm - Ar I). SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1 \text{ Pa}$ .

### 5.1. Elektronendichte und -temperatur

Die Zunahme von  $n_e$  mit  $P_{Mag}$  wurde durch die optische Emissionsspektroskopie (OES) bestätigt. Für die Sichtlinie parallel zur Rotationsachse der Quelle, 20 mm über der Targetoberfläche, bestimmt sich mittels OES ein  $n_e$ -Anstieg von ca.  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Übereinstimmend mit der DLS-Messung wurden auf der diagonalen Sichtlinie kleinere Werte ermittelt. Hier steigert sich  $n_e$  von etwa  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 5.2(a)).

Ohne Spulenmagnetfeld – also ohne Minimum- $B$ -Struktur – wurden mit beiden Verfahren, für die Position bzw. die Sichtlinie über dem Target, generell niedrigere  $n_e$  gemessen (Abb. 5.2(b)). Für die DLS beträgt die Differenz etwa eine Größenordnung (Abschn. 5.1.1). Anhand der OES wurden um etwa eine halbe Größenordnung geringere Werte als mit Spulenmagnetfeld bestimmt. Damit bestätigt die OES die Funktionsweise des axialen magnetischen Spiegels bzw. der Minimum- $B$ -Struktur und stützt die DLS-Ergebnisse.

Die OES liefert im direkten Vergleich zur DLS-Messung tendenziell höhere Absolutwerte für  $n_e$ , mit einer maximalen Abweichung von beinahe einer Größenordnung. Dies ist der unterschiedlichen Messmethodik geschuldet. Während die OES für die Messwertermittlung nichtinvasiv über eine Sichtlinie im Plasma mittelt, erfolgt die DLS-Messung invasiv, unter Extraktion von Ladungsträgern an lokalen Punkten im Plasma [102]. Die OES bezieht Gebiete in die Auswertung ein, für welche  $n_e$  höher ist als am Ort der Sondenmessung in der Quellenmitte (Abschn. 5.1.1). Abweichungen von einer Maxwell-Elektronenenergie-Verteilungsfunktion, die Verwendung nicht repräsentativer Elektronenstoß-Wirkungsquerschnitte sowie zusätzliche, nicht im Koronamodell berücksichtigte, Anregungsmechanismen tragen ebenfalls zu den beobachteten Unterschieden bei [80, 82, 102].

Die bei zugeschaltetem Spulenmagnetfeld mittels DLS bestimmte  $T_e$  ist unabhängig vom untersuchten  $P_{Mag}$ -Bereich sowie der Messposition über dem Target und in der Quellenmitte. Sie bewegt sich im Bereich 3...4 eV. Anhand der OES ermittelte Werte für  $T_e$  betragen etwa 4...6 eV und sind innerhalb der Messunsicherheit ebenfalls unabhängig von  $P_{Mag}$  und der Sichtlinie (Abb. 5.2(a)). Für beide Sichtlinien zeichnet sich jedoch ein kontinuierlicher  $T_e$ -Anstieg von ca. 4 eV auf 6 eV ab. Dieser wird möglicherweise durch den sogenannten „Gasverdünnungseffekt“ hervorgerufen [65, 103]. Das heißt, dass die mit  $P_{Mag}$  stetig zunehmende Anzahl gesputterter Al-Atome aufgrund von Stößen mit Prozessgasatomen zu einer lokalen Dichtereduzierung des Prozessgases führt. Eine geringere Prozessgasdichte senkt die Stoßfrequenz von Elektronen und Prozessgasatomen, wodurch  $T_e$  erhöht wird.

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Für die Position bzw. die Sichtlinie über dem Target zeigen beide Verfahren, dass bei Zuschaltung des Spulenmagnetfeldes kleinere  $T_e$  angenommen werden (Abb. 5.2(b) und Abschn. 5.1.1). Die DLS-Messung liefert eine  $T_e$ -Abnahme von ca. 6 eV auf 3 eV. Mittels OES wurde eine  $T_e$ -Verringerung von durchschnittlich 9 eV auf 5 eV gefunden. Damit stützt die OES die Ergebnisse der DLS und bestätigt wiederum die Wirksamkeit der Minimum- $B$ -Struktur.

Im direkten Vergleich zur DLS wurden mit der OES generell höhere  $T_e$  gemessen. Die Abweichungen betragen 1...3 eV für die Untersuchungen mit sowie 1...5 eV ohne Spulenmagnetfeld (Abb. 5.2(b)). Um  $T_e$  mithilfe der OES zu bestimmen, wurde eine Emissionslinie (480,6 nm) des  $\text{Ar}^+$ -Ions verwendet. Die Anregung des Ions kann neben dem direkten Elektronenstoß aus dem atomaren Grundzustand auch über einen Zweistufenprozess mit Zwischenanregung erfolgen [80, 82]. Dieser wird im Koronamodell nicht berücksichtigt und kann so neben den oben angeführten Gründen ebenfalls zur Abweichung zwischen den mittels DLS und OES gewonnen  $T_e$ -Werten beitragen. Die  $T_e$ -Bestimmung mithilfe der DLS erfolgt hauptsächlich über den hochenergetischen Teil der Elektronenenergie-Verteilungsfunktion, da nur diese Elektronen die Plasmarandschicht um die Sondenspitzen überwinden können. Im Gegensatz dazu ist die OES sensitiv auf den gesamten Energiebereich der Elektronen und so möglicherweise besser in der Lage den  $T_e$ -Anstieg der Elektronen-Bulkpopulation in Abhängigkeit von  $P_{Mag}$  aufzulösen.

### Vergleich der Arbeitsgase Neon, Argon und Krypton

Neben Argon wurde  $n_e$  und  $T_e$  zusätzlich für die Arbeitsgase Neon und Krypton mittels DLS bestimmt.  $P_{Mag}$  wurde in dem Bereich 1...5 kW bei zugeschaltetem Spulenmagnetfeld variiert. Die Gase Ne und Kr zeigen ebenfalls einen nahezu linearen Anstieg von  $n_e$  mit  $P_{Mag}$ . 20 mm über der Targetoberfläche wurden fast identische Werte für Ar und Kr festgestellt. Ne zeigt an dieser Stelle über den gesamten Leistungsbereich um etwa eine halbe Größenordnung geringere  $n_e$  als Ar und Kr mit  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 1 kW und ca.  $1,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bei 5 kW (Abb. 5.3(a)).

Die niedrigeren  $n_e$  des Ne-Plasmas resultieren aus der gegenüber Ar und Kr um 5,8 eV bzw. 7,6 eV höheren Ionisationsenergie des Ne-Atoms: 21,6 eV (Ne) > 15,8 eV (Ar) > 14 eV (Kr) [83]. Um eine selbsterhaltende Ne-Plasmaentladung zu erzeugen, muss den Elektronen also eine deutlich größere Energie zugeführt werden. Im Vergleich zu Ar äußert sich dies in einer um etwa 90 V höheren Sputterspannung  $U_{Mag}$ , durch welche die Elektronen im Kathodenfall beschleunigt werden: 320 V (Ne) > 227 V (Ar).  $T_e$ -Messungen über der Tar-



### 5.1. Elektronendichte und -temperatur

getoberfläche bestätigen diesen Sachverhalt. Das Ne-Plasma weist hier im Vergleich zu Ar um ungefähr 6 eV größere Werte auf: 9,9 eV (Ne) > 3,6 eV (Ar). Das Kr-Plasma besitzt über dem Target im Vergleich zu Ar um etwa 0,3...0,6 eV niedrigere  $T_e$  bei ca. 3 eV, wobei sich die Differenz innerhalb der Messungenauigkeit befindet (Abb. 5.3(a)).

$T_e$  ist über der Targetoberfläche und in der Quellenmitte für alle Gase unabhängig von  $P_{Mag}$ . In der Quellenmitte weisen alle Gase ähnliche  $T_e$ -Werte zwischen 3,5...4,5 eV auf (Abb. 5.3(b)). Damit ist  $T_e$  im Ne-Plasma im Vergleich zur Messung über dem Target um ungefähr 6 eV niedriger. Eine solche Abnahme wurde für Ar und Kr nicht festgestellt und erklärt sich wie folgt: Der axiale magnetische Spiegel der Solenoidspulen vermag bei fester Spulenstrompaarung nur Elektronen mit einer bestimmten maximalen Energie im Quellenvolumen zu speichern. Diese ist gasartunabhängig und beträgt offenbar 3,5...4,5 eV. Höherenergetische Elektronen des Ne-Plasmas werden somit nicht im Quellenzentrum eingeschlossen und entweichen – den Magnetfeldlinien folgend – in axialer Richtung.

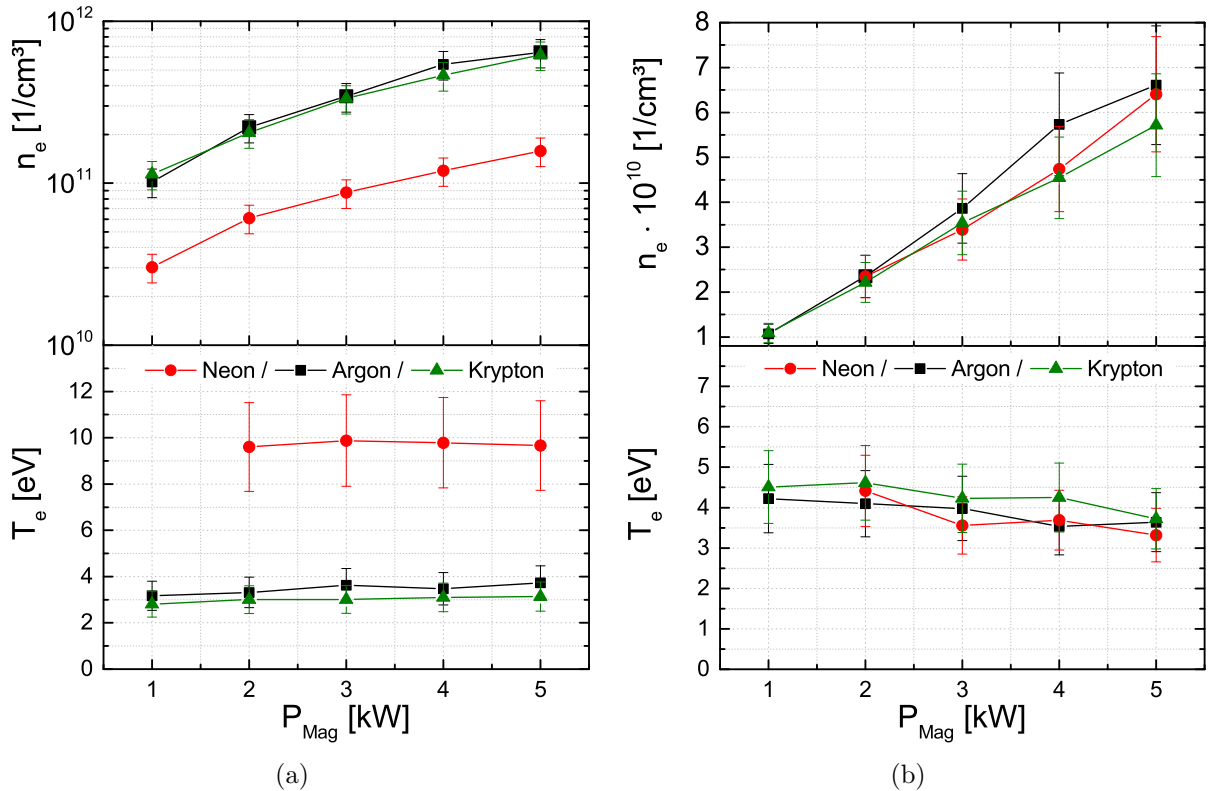


Abbildung 5.3.: Mittels DLS bestimmte Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas für die Arbeitsgase Neon, Argon und Krypton als Funktion der Sputterleistung  $P_{Mag}$  20 mm über der Targetoberfläche (a) und für den Quellenmittelpunkt (b). SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1$  Pa.

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Im Quellenmittelpunkt gemessene  $n_e$  sind innerhalb der Messungenauigkeit unabhängig von der Gasart und steigen linear von ca.  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 1 kW auf  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bei 5 kW (Abb. 5.3(b)). Im Vergleich zur Position 20 mm über der Targetoberfläche wurden für alle Gase geringere  $n_e$  bestimmt. Dies resultiert aus der mit  $R_M$  abnehmenden Effektivität des Elektroneneinschlusses im Quellenzentrum (s.o.). Für Ne beträgt die  $n_e$ -Differenz etwa eine halbe und für Ar sowie Kr eine ganze Größenordnung.

### Spulenmagnetfeld

Durch Änderung der Spulenstrom (SS)-Paarung können verschiedene Magnetfeldstärken sowie -konfigurationen im Innern der Quelle eingestellt werden. Der Strom der Spule auf der MW-Einspeiseseite wurde hierfür bei  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$  schrittweise von 150 A auf 198 A erhöht, wobei für den Strom der extraktionsseitigen Spule stets ein um 15 A niedrigerer Wert gesetzt war.

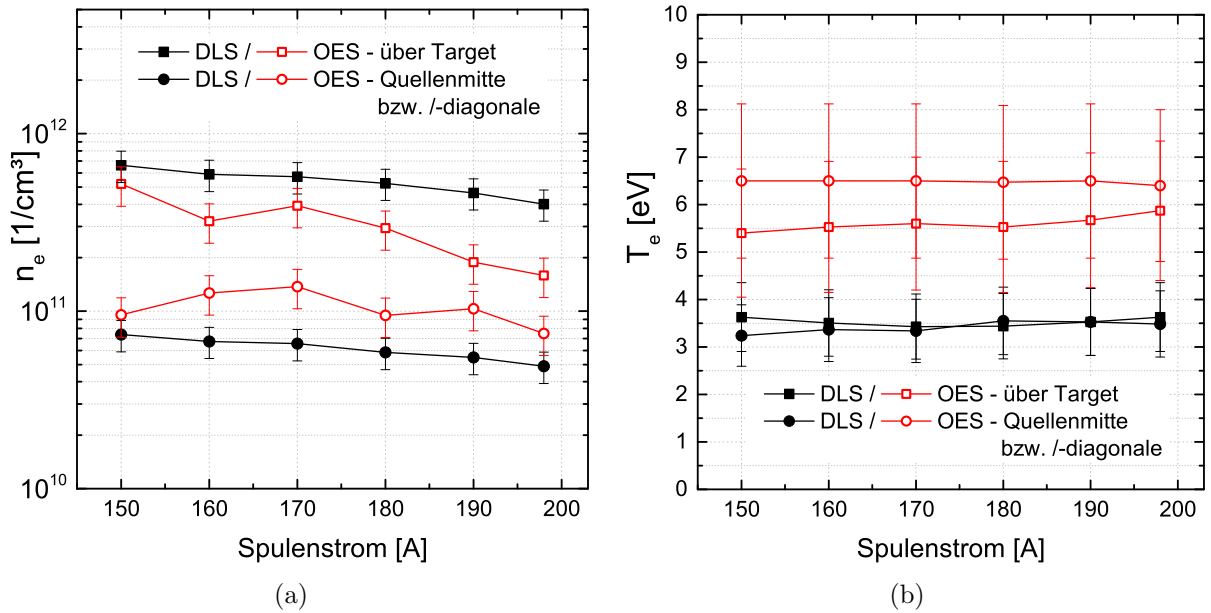


Abbildung 5.4.: Mittels Doppel-Langmuir-Sonde (DLS) und optischer Emissionsspektroskopie (OES) bestimmte Elektronendichte  $n_e$  (a) und -temperatur  $T_e$  (b) des Magnetronplasmas in Abhängigkeit des Spulenstroms für den Quellenmittelpunkt und 20 mm über der Targetoberfläche bzw. für die Sichtlinien diagonal und parallel zur Rotationsachse 20 mm über der Targetoberfläche. Gezeigt ist der Strom der Spule auf der MW-Einspeiseseite, wobei der extraktionsseitige Strom immer 15 A niedriger gewählt wurde. Intensitätsverhältnisse OES:  $n_e - I(750,4 \text{ nm} - \text{Ar I}) / I(419,8 \text{ nm} - \text{Ar I})$ ,  $T_e - I(480,6 \text{ nm} - \text{Ar II}) / I(419,8 \text{ nm} - \text{Ar I})$ .  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$ ,  $p = 1 \text{ Pa}$ .

### 5.1. Elektronendichte und -temperatur

Die SS-Variation hat keinen signifikanten Einfluss auf die mittels DLS und OES bestimmten  $T_e$  20 mm über der Targetoberfläche und im Quellenmittelpunkt bzw. für die entsprechenden Sichtlinien. Für beide Positionen lieferte die DLS  $T_e$  von etwa 3,5 eV, während anhand der OES höhere Absolutwerte von ca. 5,5 eV über dem Target und 6,5 eV für die Quellen-diagonale ermittelt wurden (Abb. 5.4(b)). Der Unterschied der OES-Werte von 1 eV liegt innerhalb der Messungenauigkeit.

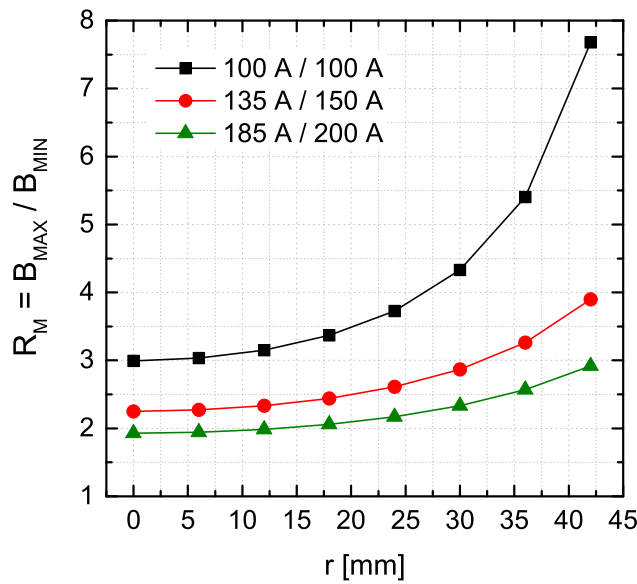


Abbildung 5.5.:  
Axiales magnetisches Spiegel-  
verhältnis  $R_M$  innerhalb der  
MECRIS als Funktion des  
Quellenradius  $r$  für verschie-  
dene SS-Paarungen. *COMSOL*  
*Multiphysics®*-FEM-Simula-  
tion.

DLS-Untersuchungen zeigen, dass  $n_e$  an beiden Positionen mit steigendem Spulenstrom abnimmt. So sinkt  $n_e$  über dem Target ungefähr linear von etwa  $7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  für die SS-Paarung 135 A / 150 A auf  $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bei der Paarung 183 A / 198 A. In der Quellenmitte geht die Abnahme von  $n_e$  bei um etwa einer Größenordnung niedrigeren Werten parallel verschoben von statt (Abb. 5.4(a)).

Das bedeutet, dass die Elektronenverluste mit steigendem Spulenstrom zunehmen. Die Gründe hierfür sind offenbar...

- ...die Reduktion der Magnetfeldstärke und die damit verbundene Verschlechterung des Ladungsträgereinschlusses an der Targetoberfläche,
- ...die Verringerung des axialen magnetischen Spiegelverhältnisses  $R_M$  im Zentrum der Quelle (Abb. 5.5) und
- ...die Ausbreitung des Bereichs mit geringem  $R_M$  im Zentrum der Quelle. Beispielsweise ist die Zone mit maximal  $R_M = 3$  für 135 A / 150 A bis zu dem Quellenradius von ca.  $r = 32 \text{ mm}$  ausgedehnt und nimmt für 185 A / 200 A bis etwa  $r = 42 \text{ mm}$  zu (Abb. 5.5).

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

OES-Messungen für die Sichtlinie über der Targetoberfläche bestätigen die entsprechenden DLS-Ergebnisse, da hier ebenfalls die Abnahme von  $n_e$  mit steigendem SS bei vergleichbarer Größenordnung beobachtet wurde. Für die diagonale Sichtlinie konnte hingegen keine Korrelation zwischen  $n_e$  und SS festgestellt werden (Abb. 5.4(a)). Möglicherweise resultiert dies aus der vom Spulenmagnetfeld abhängigen Plasmaausdehnung im Zentrum der Quelle (Abschn. 5.2).

### 5.2. Plasmaaufnahmen

#### Zuschaltung des magnetischen Spiegels

CCD-Kameraaufnahmen des Magnetronplasmas ohne Spulenmagnetfeld für die Arbeitsgase Ne und Ar zeigen, dass sich vor der Targetoberfläche ein Gebiet mit intensiver Lichtemission ausbildet (Abb. 5.6(a), Bereich (0)). Es kommt durch die von den Permanentmagneten erzeugte Elektronenfalle des Magnetrons und die daraus resultierende  $n_e$ -Steigerung zustande. Diese hat eine hohe Dichte angeregter Ne- und Ar- sowie Al-Atome zur Folge.

Die violett-blaue Erscheinung des Ar-Plasmas ist der Emission des Al-Atoms bei 394 nm sowie 396 nm und der  $\text{Ar}^+$ -Ionen im Bereich 420...480 nm zuzuschreiben. Im Ne-Plasma wird die Al-Emission durch die des Ne-Atoms bei z. B. 585 nm überdeckt, weshalb eine orange-rote Abstrahlung vorherrscht. In den Bereichen mit starker Lichtemission kommt es zur Übersteuerung des CCD-Sensors der Kamera, weshalb ein eher weißliches Leuchten abgebildet wird. Zusätzlich könnte dies durch die Überlagerung blauer, roter und grüner Spektrallinien des Al-/Ne-/Ar-Atoms bzw. des  $\text{N}_2$ -Restgasanteils hervorgerufen werden.

Wird das Magnetronplasma dem Spulenmagnetfeld ausgesetzt, entsteht eine zusätzliche konzentrische, ringförmige Zone hoher Emissionsintensität vor dem ursprünglichen Emissionsgebiet (Abb. 5.6(a), Bereich (1)). Hier herrschen große  $R_M$ , durch welche hohe  $n_e$  generiert werden. Zusätzlich ist eine kreisrunde, dunkle Region im Zentrum der Quelle auszumachen (Abb. 5.6(a), Bereich (2)). Deren geringe Emissionsintensität ist den kleinen  $R_M$  geschuldet, welche niedrige  $n_e$  in diesem Bereich nach sich ziehen. Der Ursprung der Emissionsstruktur des Magnetronplasmas konnte demnach anhand der orts aufgelösten DLS-Messungen aufgedeckt werden (Abschn. 5.1.1).

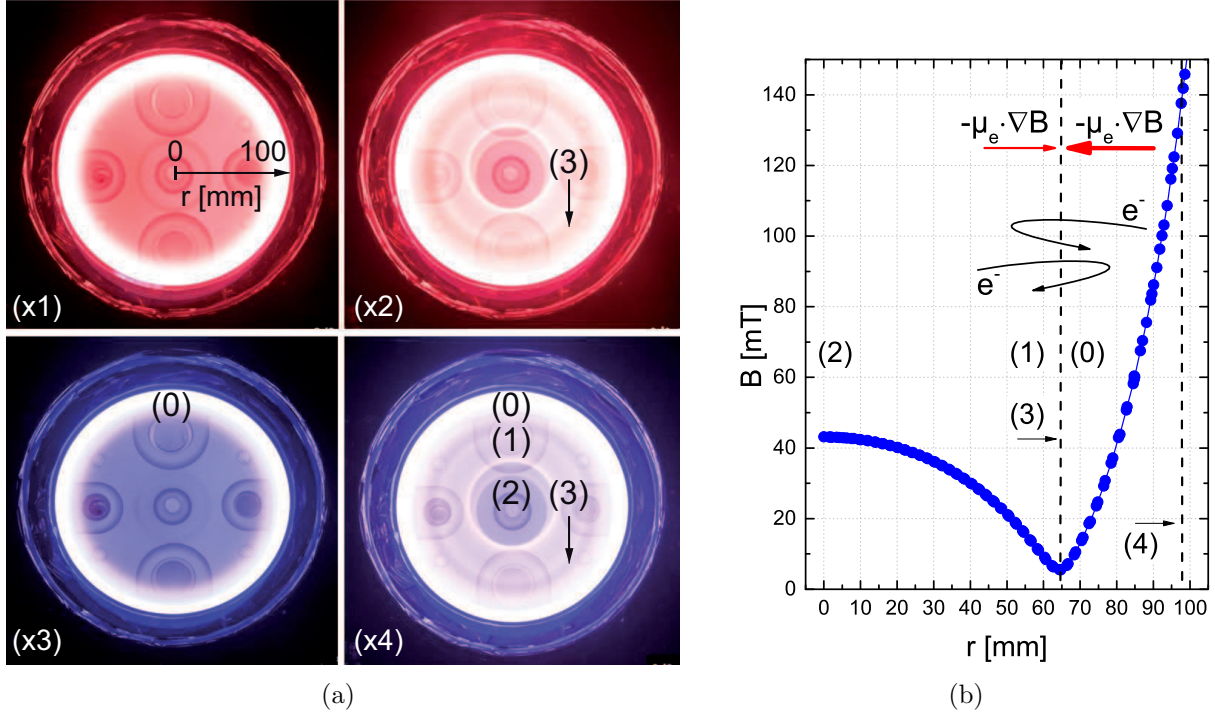


Abbildung 5.6.: (a) Aufnahmen des Magnetronplasmas mittels CCD-Kamera ohne (x1,x3) und mit (x2,x4) Spulenmagnetfeld für die Arbeitsgase Ne (x1,x2) und Ar (x3,x4). (b) *COMSOL Multiphysics®* FEM-Simulation der magnetischen Flussdichte  $B$  in radialer Richtung entlang der Targetmittellinie. (0) Emissionsgebiet vor dem Target; zusätzliche Emissionszonen hoher (1) und niedriger Elektronendichte (2) mit Spulenmagnetfeld, (3) magnetische Senke bzw.  $B$ -Minimum, (4) Targetoberfläche.  $P_{Mag} = 2 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1 \text{ Pa}$ .

Die beiden Bereiche mit der stärksten Lichtabstrahlung werden durch ein dunkles, eng begrenztes Ringgebiet voneinander getrennt, welches am Ort der magnetischen Senke der Minimum- $B$ -Struktur lokalisiert ist (Abb. 5.6, Bereich (3)). Es wird folglich durch die Magnetfeldstruktur hervorgerufen. Der lichtstarke Bereich vor dem Target weist nach innen gekrümmte Feldlinien und einen hohen  $B$ -Gradient entlang der Targetmittellinie auf. Elektronen, welche aus dem gegenüberliegenden lichtstarken „Spiegelplasma“ in diesen Bereich driften, erfahren eine zurückstoßende, nach innen gerichtete Kraft nach Gleichung (2.12). Umgekehrt nehmen aus dem „Targetplasma“ in die Region des „Spiegelplasmas“ driftende Elektronen eine entgegen gerichtete und rücktreibende Kraft nach außen wahr. Diese resultiert aus den nach außen gekrümmten Feldlinien und einem  $B$ -Gradient auf der Targetmittellinie in entgegengesetzter Richtung (Abb. 5.6(b), [32]). Am Ort der magnetischen

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Senke tritt also eine Selbstabgrenzung der beiden Plasmabereiche auf, wodurch die Plasmaausdehnung auf der axialen Sichtachse an dieser Stelle offenbar minimiert wird. Dieser Effekt hat zur Folge, dass die Senke gegenüber den benachbarten, auf der Sichtachse ausgedehnten, lichtstarken Regionen dunkel erscheint. Da im Bereich der Senke entlang der Targetmittellinie vergleichsweise hohe  $n_e$  gemessen wurden (Abschn. 5.1.1), kann der dunkle Begrenzungsring nicht aus geringeren  $n_e$  resultieren.

### Variation der Spulenmagnetfeldstärke

Die Lichtemission des Magnetronplasmas wurde außerdem für unterschiedliche Spulenmagnetfeldstärken bzw. die SS-Paarungen 0 A / 0 A, 100 A / 100 A, 135 A / 150 A und 185 A / 200 A (Ionenextraktionsseite / MW-Einspeiseseite) bei  $P_{Mag} = 2 \text{ kW}$  fotografiert.

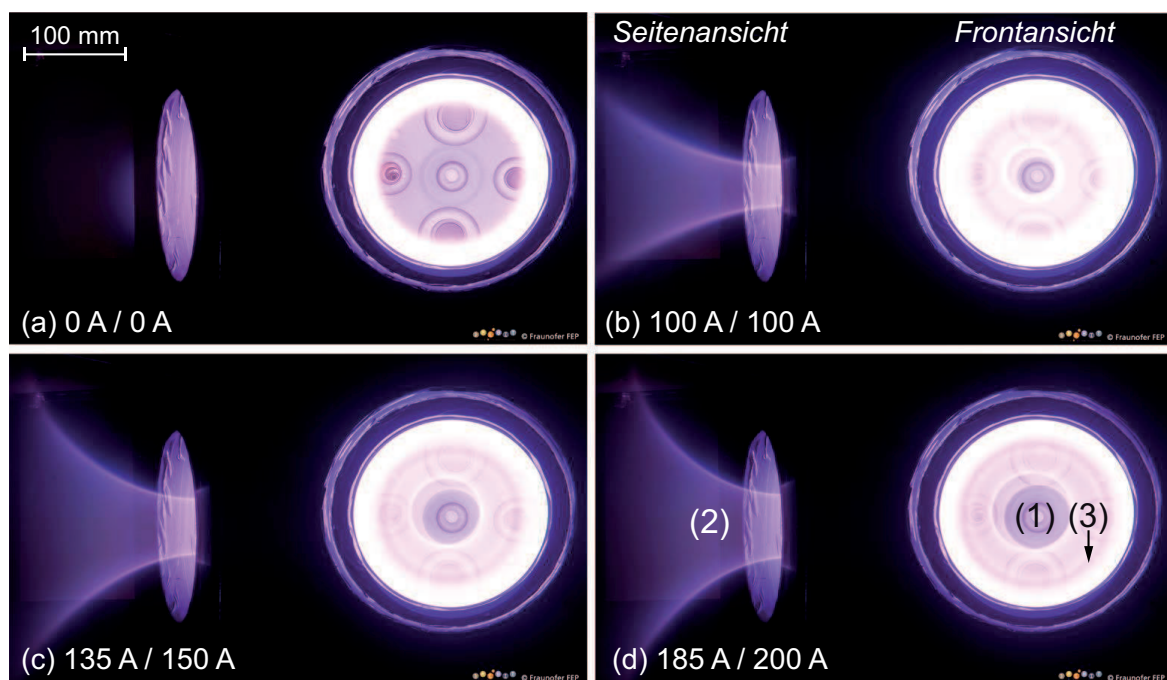


Abbildung 5.7.: Aufnahmen der Frontansicht sowie der Seitenansicht (Spiegel) des Magnetronplasmas mittels CCD-Kamera ohne Spulenmagnetfeld / Spulenstrom (a) und bei steigender Magnetfeldstärke / Spulenstrompaarung (b-d). (1) Gebiet des Elektronenverlustkegels, (2) Emissionszone vor der Quelle, (3) magnetische Senke.  $P_{Mag} = 2 \text{ kW}$ ,  $p = 1 \text{ Pa}$ , Ar.

### 5.3. Aluminiumatom-Einspeiserate und -dichte

Sobald das Spulenmagnetfeld zugeschaltet wird, entsteht ein trichterartiges Emissionsgebiet vor der Quelle, welches durch die von einem Spiegel generierte Seitenansicht aufgenommen werden konnte (Abb. 5.7, Bereich (2)). Dieses entspringt der dunklen, kreisrunden Region im Zentrum der MECRIS mit geringer  $n_e$  (Abb. 5.7, Bereich (1)). Es kommt durch Elektronen zustande, welche in axialer Richtung entlang der Magnetfeldlinien aus der dunklen Zone der Quelle (mit niedrigem  $R_M$ ) entweichen und so das Prozessgas davor zum Leuchten anregen. Die dunkle Zone entspricht damit der räumlichen Ausdehnung des Verlustkegels des axialen magnetischen Spiegels der Solenoidspulen.

Mit zunehmendem SS breitet sich die dunkle Region im Zentrum der Quelle – also der Verlustkegel – gemeinsam mit der Emissionszone davor aus (Abb. 5.7, b-d). Dies resultiert aus der stetigen Vergrößerung des Gebiets mit geringem  $R_M$  im Zentrum sowie der einhergehenden Absenkung von  $R_M$  (Abb. 5.5). Die Beobachtungen stehen also im Einklang mit der bei steigendem SS abnehmenden  $n_e$  in der Quelle (Abschn. 5.1.2).

Weiterhin bestätigen die Untersuchungen zur SS-Variation, dass die magnetische Senke der Minimum- $B$ -Struktur mit dem zuvor identifizierten dunklen Begrenzungsring zwischen den beiden emissionsstärksten Gebieten zusammenfällt. Denn der Ring wandert – wie die Senke – mit zunehmender SS-Kombination auf derselben Position von innen nach außen (Vgl. Abb. 5.7, b-d, Bereich (3) und Abb. 3.5(b)).

## 5.3. Aluminiumatom-Einspeiserate und -dichte

### 5.3.1. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas

#### Sputterleistung

Die entlang der Rotationsachse der MECRIS orts aufgelöste Al-Atomeinspeiserate  $R_i$  sowie die entsprechende integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  wurde in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{Mag}$  im Bereich 2...5 kW sowie unter Einfluss des Spulenmagnetfeldes bestimmt.  $R_i$  ist im Zentrum der Quelle über der Targetoberfläche maximal und nimmt nach außen in beide Richtungen gleichmäßig ab (Abb. 5.8(a)). Durch Erhöhung von  $P_{Mag}$  kann  $R_i$  für jeden Messort  $i$  kontinuierlich gesteigert werden. So wurde für die Maxima ein  $R_i$ -Anstieg von  $1,3 \cdot 10^{17}$  Al-Atome/s bei 2 kW auf  $2,4 \cdot 10^{17}$  Al-Atome/s bei 5 kW beobachtet. Dies wird durch die mit  $P_{Mag}$  zunehmende Plasmadichte hervorgerufen, welche anhand der Vergrößerung des Sputterstroms  $I_{Mag}$  von 8,7 A auf 23,1 A eine höhere Rate gesputterter Al-Atome bewirkt. Gleichzeitig nimmt die Sputterspannung  $U_{Mag}$  von 230 V bei 2 kW



## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

um 14 V auf 216 V bei 5 kW ab (Anhang D.3). Die dadurch verursachte Abnahme der Sputterausbeute  $Y$  wird durch den Anstieg der Sputterraten überdeckt.

Für die integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  ergibt sich entsprechend ein etwa linearer Anstieg mit  $P_{Mag}$  von  $1,4 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s bei 2 kW auf  $2,8 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s bei 5 kW, was einer Verdoppelung entspricht (Abb. 5.8(b)). Damit ist gezeigt, dass das Magnetron bereits ab  $P_{Mag} = 2$  kW mehr als  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s in die Quelle einleitet.

Ohne Spulenmagnetfeld wurde für jeden Ort  $i$  eine höhere Al-Atomeinspeiserate  $R_i$  gemessen. Für  $P_{Mag} = 5$  kW ist  $R_i$  mit  $3 \cdot 10^{17}$  Al-Atome/s über dem Target um 25 % größer als mit Spulenmagnetfeld (Abb. 5.8(a)). Die integrale Einspeiserate  $R$  zeigt bei gleicher Leistung mit  $3,4 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s eine Zunahme von etwa 20 % (Abb. 5.8(b)). Ohne Spulenmagnetfeld bzw. Minimum- $B$ -Struktur kommt es aufgrund der geringeren Plasmadichte zur  $I_{Mag}$ -Absenkung von 23,1 A auf 20,7 A. Bei konstanter Leistung von  $P_{Mag} = 5$  kW zieht dies die Erhöhung von  $U_{Mag}$  um 26 V von 216 V auf 242 V nach sich. Dadurch steigt die Sputterausbeute  $Y$  nach Gleichung (2.25) um etwa 15 % von 0,46 auf 0,53 an, wodurch schließlich die gemessene Einspeiserate zunimmt. Die mit dem Sputterstrom abnehmende Sputterraten werden hierbei durch die zunehmende Sputterausbeute  $Y$  kompensiert.

Möglicherweise bewirkt die bei zugeschaltetem Spulenmagnetfeld geringere Magnetfeldstärke an der Targetoberfläche die Ausdehnung des Plasmas im Erosionsgraben (derzeit 6 mm tief, Anhang C). Dann könnten die Al-Atome vermehrt in Richtung der MW-Einspeise- und Ionenextraktionsseite gesputtert werden. Auf diese Weise wird ein geringerer Teil der Al-Atome von der zu beschichtenden Welle auf der Rotationsachse erfasst. Dies trägt ebenfalls zu der beobachteten Abnahme der Einspeiserate im Vergleich zur Messung ohne Spulenmagnetfeld bei. Die Hypothese wird dadurch bekräftigt, dass die  $R_i$ -Abnahme durch Zuschalten des Spulenmagnetfeldes vor allem über der Targetoberfläche stattfindet (Abb. 5.8(a)). Außerdem steigt der Unterschied der Al-Atomeinspeiseraten  $R$  mit und ohne Spulenmagnetfeld mit  $P_{Mag}$  an (Abb. 5.8(b)). Vermutlich wird dies durch die kontinuierliche Ausdehnung des Plasmas im Erosionsgraben mit  $P_{Mag}$  verursacht. Eine stetige Erhöhung der Differenz der Sputterspannungen (und damit der Sputterausbeuten) mit und ohne Spulenmagnetfeld mit  $P_{Mag}$  trat nicht auf und kann daher als Grund ausgeschlossen werden.

Mittels OES wurde die Al-Atomdichte  $n_{Al}$  unter analogen Bedingungen für die Sichtlinien diagonal durch den Quellenmittelpunkt und 20 mm über der Targetoberfläche, parallel zur Rotationsachse der Quelle, bestimmt. Bei zugeschaltetem Spulenmagnetfeld ergeben sich für beide Sichtlinien innerhalb der Messungenauigkeit ähnliche Werte und ein mit  $R$



### 5.3. Aluminiumatom-Einspeiserate und -dichte

vergleichbarer Anstieg von  $n_{Al}$  mit  $P_{Mag}$  von etwa  $1,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bei 2 kW auf  $2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  bei 5 kW (Abb. 5.8(b)). Damit kann  $n_{Al}$  als indirekte, nichtinvasiv ermittelte Messgröße für  $R$  genutzt werden.

Die Quellenmitte bezeichnet den Fokuspunkt der cos-Winkelverteilung der gesputterten Al-Atome gegenüberliegender Orte auf der Targetoberfläche. Im Quellenmittelpunkt ist die Dichte der Al-Atome dadurch vermutlich am höchsten, was die um etwa 10 % größeren  $n_{Al}$  entlang der diagonalen Sichtlinie im Vergleich zur Sichtlinie über dem Target erklärt (Abb. 5.8(b)).

Ohne Spulenmagnetfeld werden für die Targetsichtlinie um knapp 200 % größere  $n_{Al}$  ermittelt als mit Magnetfeld. Bei  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$  beträgt  $n_{Al}$  hier beispielsweise ca.  $7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 5.8(b)). Die Al-Atomdichte  $n_{Al}$  verhält sich demnach wie  $R$ . Auf diese Weise bestätigt die OES die Methode der Substratbeschichtung. Allerdings ist die  $n_{Al}$ -Differenz mit und ohne Spulenmagnetfeld um eine Größenordnung höher als die von  $R$ .

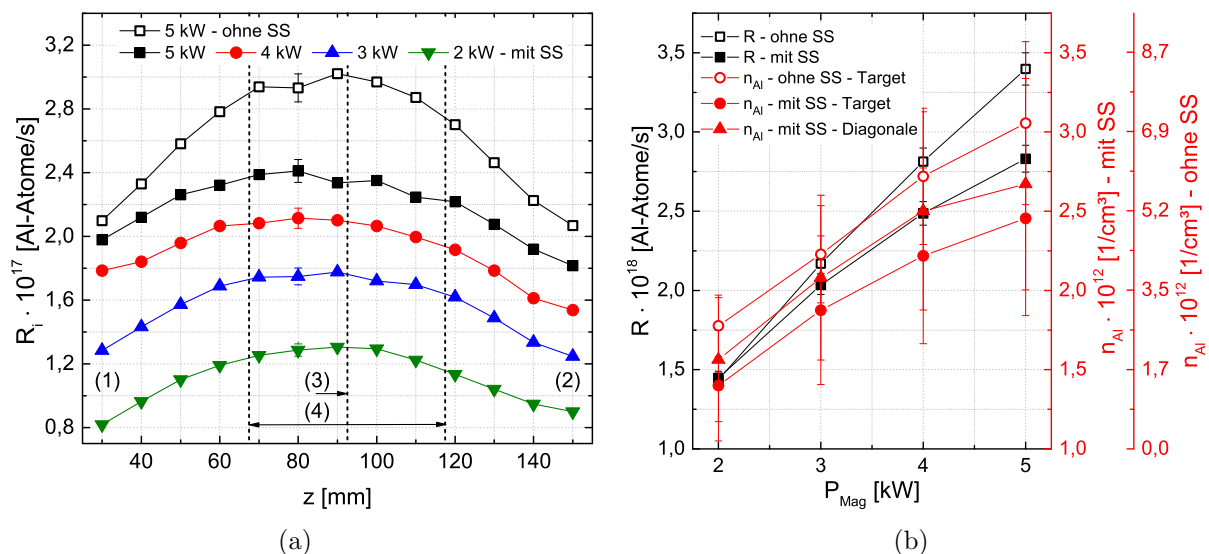


Abbildung 5.8.: Ortsaufgelöste Al-Atomeinspeiserate  $R_i$  entlang der Rotationsachse  $z$  der MECRIS (a) sowie integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  und Al-Atomdichte  $n_{Al}$  (b) in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{Mag}$  mit und ohne Spulenmagnetfeld bzw. Spulenstrom (SS), ermittelt durch Substratbeschichtung und OES für die Sichtlinien diagonal und parallel zur Rotationsachse 20 mm über der Targetoberfläche. (1)/(2) MW-Einspeise- bzw. Extraktionsseite, (3) Targetmittellinie bei  $z = 92,5$  mm, (4) Targetbreite 50 mm. SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1$  Pa, Ar.

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

### Vergleich der Arbeitsgase Argon, Neon und Krypton

Die Al-Atomeinspeiserate  $R$  wurde in Abhängigkeit von  $P_{Mag}$ , unter dem Einfluss des Spulenmagnetfeldes, neben Ar ebenfalls für die Arbeitsgase Ne und Kr bestimmt. Der Erosionsgraben des Targets wies hierbei eine Tiefe von etwa 7 mm auf (Anhang C). In diesem Zustand traten für Ne und Ar bei niedrigen Leistungen bis 3 kW bzw. 2 kW Plasmainstabilitäten auf, welche sich in periodischen Schwankungen von  $U_{Mag}$  und  $I_{Mag}$  im einstelligen  $\mu$ s-Bereich, mit Amplituden von mehr als 50 % des Mittelwerts, äußerten. Ein ähnliches Verhalten ist mit einer alternativen Spannungsversorgung (*MDXII 15 kW*, Advanced Energy) beobachtet worden. Für ein erodiertes Target ist der Elektroneneinschluss vor der Targetoberfläche verbessert, da sich die dortige Magnetfeldstärke erhöht (Abb. 3.5(b)). Daher gelangen offenbar vergleichsweise wenige Elektronen zur Anode, was die Instabilitäten auslösen könnte. Der instabile Leistungsbereich weitet sich mit der Ionisationsenergie des Arbeitsgases aus, weil die für eine stabile, selbsterhaltende Entladung nötige Plasmadichte (bzw. der nötige Sputterstrom) erst bei höheren  $P_{Mag}$  erreicht wird.

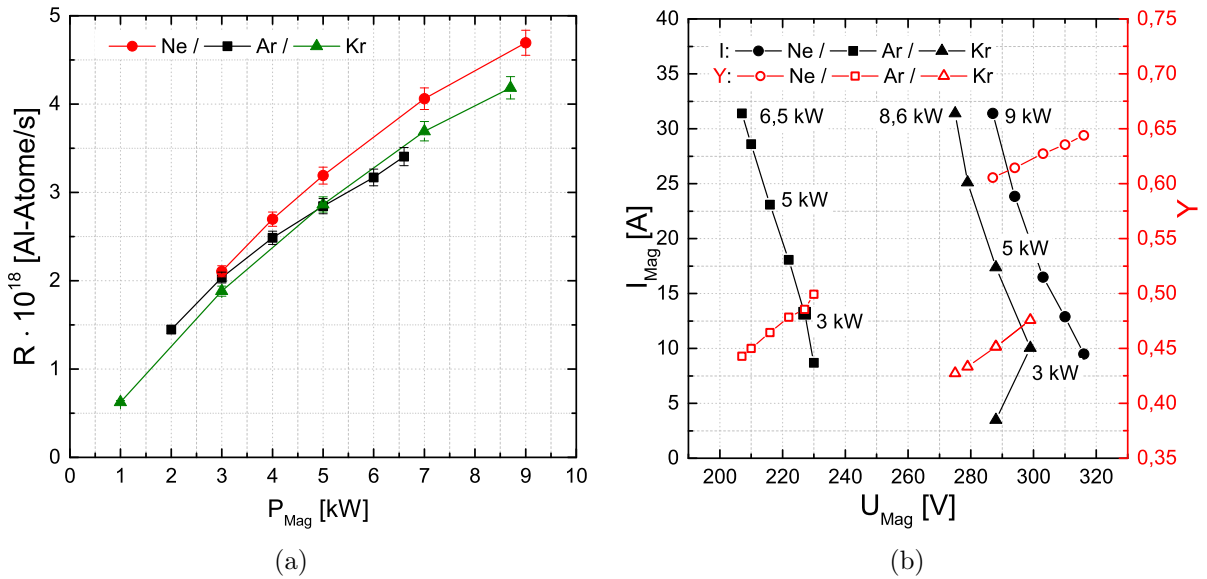


Abbildung 5.9.: Al-Atomeinspeiserate  $R$  als Funktion der Sputterleistung  $P_{Mag}$  (a) sowie Sputterstrom  $I_{Mag}$  und Sputterausbeute  $Y$  nach Gleichung (2.25) in Abhängigkeit der Sputterspannung  $U_{Mag}$  bzw. der Ionenenergie  $E_I$  (b) für die Arbeitsgase Neon, Argon und Krypton. SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1$  Pa.

### 5.3. Aluminiumatom-Einspeiserate und -dichte

Bei vergleichbaren  $P_{Mag}$  von beispielsweise 5 kW zeichnen sich Ar und Kr innerhalb der Messunsicherheit durch nahezu gleiche  $R$  von ca.  $2,8 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s aus (Abb. 5.9(a)). Dies resultiert aus der ähnlichen Sputterausbeute  $Y$  beider Gase von etwa 0,45, trotz der um ungefähr 70 V höheren  $U_{Mag}$  des Kr-Plasmas (Abb. 5.9(b)). Ne ermöglicht durch höhere  $Y$  im Allgemeinen größere  $R$ . Für 5 kW hat  $Y$  den Wert 0,63 und ist so im Vergleich zum Ar- und Kr-Plasma um knapp 30 % gesteigert (Abb. 5.9(b)). Entsprechend bestimmt sich  $R$  zu  $3,2 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s und ist um ca. 14 % höher als für Ar und Kr (Abb. 5.9(a)). Ne weist um etwa 0,5 A bzw. 6 A niedrigere  $I_{Mag}$  als die Kr- bzw. Ar-Entladung auf. Das hat geringere Sputterraten zur Folge, wodurch die größere Sputterausbeute  $Y$  teilweise kompensiert wird.

Die maximal mögliche Al-Atomeinspeiserate  $R$  von  $4,7 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s wurde mit Ne bei 9 kW erzielt. Aufgrund der im Vergleich höchsten  $U_{Mag}$  konnte mit Ne die größte Sputterleistung  $P_{Mag}$  realisiert werden, bis der Stromanschlag der Spannungsversorgung von 31,4 A erreicht war (Abb. 5.9). Für Kr beträgt der größtmögliche Wert der Einspeiserate  $4,2 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s bei 8,7 kW. Im Fall von Ar konnte eine maximale Leistung von 6,5 kW umgesetzt werden, was einer höchstmöglichen Einspeiserate von  $3,4 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s entspricht (Abb. 5.9(a)). Mit einer alternativen Spannungsversorgung höherer Stromstärke könnte für Ar und Kr wahrscheinlich eine zu Ne vergleichbare Leistung oder Einspeiserate realisiert werden. Die maximal erreichbare  $P_{Mag}$  ist zudem abhängig von dem Erosionszustand des Targets, da die Magnetfeldstärke an der Targetoberfläche  $U_{Mag}$  und  $I_{Mag}$  determiniert (Abschn. 5.3.2 und Anhang D.3).

#### 5.3.2. Bedeutung der Targeterosion

Mit fortschreitender Erosionstiefe des Al-Targets ist eine stetige Abnahme von  $R$  zu beobachten. Im Vergleich zu einem 1,6 mm erodierten Target sinkt  $R$  für einen etwa 7 mm tiefen Sputtergraben um ca. 35 % von  $3,95 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s auf  $2,55 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s ab (Abb. 5.10). Dies wird durch die mit zunehmender Grabentiefe ansteigende magnetische Flussdichte  $B$  an der Targetoberfläche verursacht. Ausgehend von 1,6 mm Erosionstiefe erhöht sich diese um etwa 36 % von ungefähr 140 mT auf 190 mT. Der dadurch verbesserte Elektroneneinschluss bewirkt den Anstieg der Plasmadichte vor dem Target und so die Vergrößerung von  $I_{Mag}$  von 17 A auf 24 A (Abb. 5.10). Bei konstanter  $P_{Mag}$  hat dies die Abnahme von  $U_{Mag}$  um 80 V von 289 V auf 209 V zur Folge. Demnach verringert sich  $Y$  um ungefähr 27 % von 0,62 auf 0,45 und bestimmt so das Verhalten von  $R$  (Gleichung (2.25) und Abb. 5.10). Das Anwachsen von  $R$  durch die mit  $I_{Mag}$  zunehmende Sputterrate wird hierbei vollständig kompensiert.

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Durch das zunehmend steilere und keilförmigere Erosionsprofil (Anhang C) werden die Al-Atome verstärkt in Richtung der Kammerwände auf der MW-Einspeise- und Ionenextraktionsseite gesputtert. Die auf der Rotationsachse angeordnete Welle mit den Ringsubstraten nimmt dadurch einen immer geringeren Anteil der Al-Atome auf. Dies trägt schließlich zur Messung abnehmender  $R$  mit zunehmender Targeterosion bei.

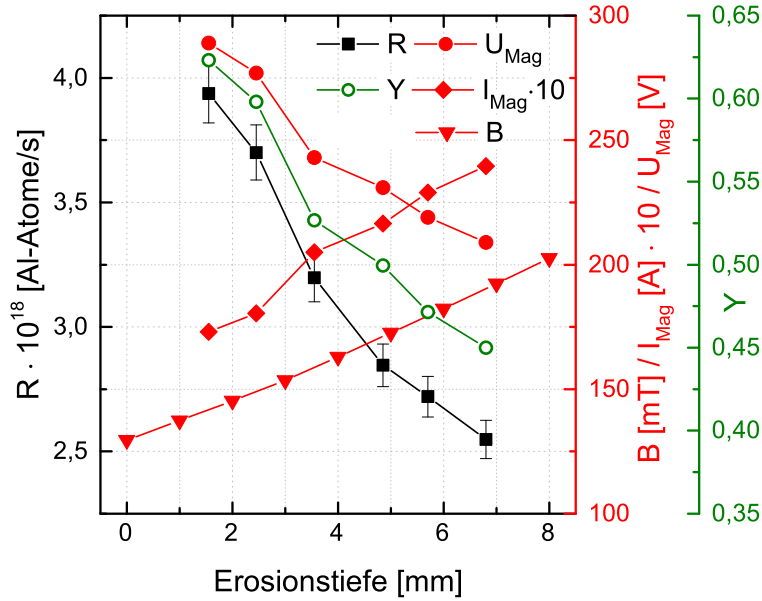


Abbildung 5.10.: Einfluss der Targeterosionstiefe auf die Al-Atomeinspeiserate  $R$ , die Sputterspannung  $U_{Mag}$  und den -strom  $I_{Mag}$  sowie die magnetische Flussdichte  $B$  an der Targetoberfläche (Simulation: *COMSOL Multiphysics*®) und die Sputterausbeute  $Y$  nach Gleichung (2.25).  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1 \text{ Pa}$ , Ar.

## 5.4. Zusammenfassung

Die Charakterisierung des Magnetronplasmas ergab:

1. Der Magnetronbetrieb wird durch das Spulenmagnetfeld nicht negativ beeinträchtigt.
  - Die Elektronenfälle an der Targetoberfläche wird nicht gestört und weist eine unvermindert hohe Plasmadichte über  $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf.
  - Der Erosionsgraben ist zentriert und über den Targetumfang gleichmäßig tief.
2. Die Minimum- $B$ -Struktur hat einen deutlichen Einfluss auf die Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas.
  - Es wird ein effektiver Ladungsträgereinschluss erreicht. Ortsaufgelöste DLS-Messungen zeigen, dass  $n_e$  im gesamten Quellenvolumen zunimmt, wenn das Spulenmagnetfeld zugeschaltet wird.

- Das  $n_e$ -Profil wird durch das magnetische Spiegelverhältnis  $R_M$  bestimmt, welches durch das axiale magnetische Spiegelfeld der Spulen determiniert wird.
    - Hohe  $R_M$  von bis zu 45 im Bereich der magnetischen Senke verursachen eine  $n_e$ -Zunahme von über einer Größenordnung von  $(8,7 \pm 1,7) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS). Dadurch entsteht ein lichtstarkes, ringförmiges Emissionsgebiet rund um das Quellenzentrum.
    - Geringe  $R_M$  von 2...3 im Zentrum der Quelle bewirken eine geringere  $n_e$ -Steigerung von etwa einer halben Größenordnung bei kleineren Werten von  $(5,3 \pm 1,1) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $(1,6 \pm 0,3) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (DLS). Dieser Bereich zeichnet sich durch hohe Elektronenverluste entlang der Magnetfeldlinien in axialer Richtung aus und erscheint daher gegenüber der Region mit hohem  $R_M$  dunkel. Er repräsentiert die räumliche Ausdehnung des Verlustkegels des axialen magnetischen Spiegels.
  - Mit zugeschaltetem Spulenmagnetfeld werden im Allgemeinen niedrigere  $T_e$  gemessen als ohne. Vor dem Target ist dieser Effekt besonders ausgeprägt. Hier nimmt  $T_e$  von  $(5,8 \pm 1,2) \text{ eV}$  um ungefähr 2 eV auf  $(4,2 \pm 0,8) \text{ eV}$  ab (DLS).
  - Offenbar speichert der axiale magnetische Spiegel, unabhängig von der Art des Arbeitsgases, im Zentrum der Quelle lediglich Elektronen mit Temperaturen bis maximal 3...4 eV.
3. Die Elektronendichte  $n_e$  wird durch die Prozessparameter wie folgt beeinflusst:
- Mit der Sputterleistung  $P_{Mag}$  kann  $n_e$  über dem Target und in der Quellenmitte nahezu linear um eine halbe Größenordnung gesteigert werden.
  - Die Arbeitsgase Ar und Kr ermöglichen ähnliche  $n_e$ , während sich für Ne um etwa eine halbe Größenordnung niedrigere  $n_e$  einstellen.
  - Im Zentrum der Quelle wurden mit dem Spulenstrom zunehmende Ladungsträgerverluste beobachtet, da sich der Verlustkegel räumlich ausbreitet und  $R_M$  abnimmt.
  - Durch einen größeren Prozessdruck  $p$  kann  $n_e$  kontinuierlich erhöht werden (Anhang D.1).

## 5. Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

4. Die Elektronentemperatur  $T_e$  hängt wie folgt von den Prozessparametern ab:
  - Im Vergleich zu den Arbeitsgasen Ar und Kr weist das Ne-Plasma um ca. 6 eV größere  $T_e$  von etwa  $(10 \pm 2)$  eV auf (DLS).
  - $T_e$  erwies sich innerhalb der Messungenauigkeit als unabhängig von  $P_{Mag}$  und der SS-Paarung, mit Werten im mittleren einstelligen eV-Bereich (Ar).
  - Durch Verminderung des Prozessdrucks  $p$  lassen sich tendenziell höhere  $T_e$  erzeugen (Anhang D.1).
5. OES-Untersuchungen stützen die DLS-Ergebnisse, da die bestimmten  $n_e$  und  $T_e$  ein analoges Verhalten in Abhängigkeit der Prozessparameter aufweisen. Jedoch liefert die OES im direkten Vergleich höhere Absolutwerte als die DLS, mit Abweichungen von teilweise einer Größenordnung.
6. Das Verhalten der integralen Al-Atomeinspeiserate  $R$  konnte anhand der Substratbeschichtungsmethode ausführlich studiert werden:
  - Bereits ab  $P_{Mag} = 2$  kW werden mehr als  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s in das Quellenvolumen eingespeist. Dies ist Voraussetzung, um mit der MECRIS einen  $\text{Al}^+$ -Ionenstrom im dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich oder höher erzeugen zu können.
  - Die maximale Al-Atomeinspeiserate  $R = (4,7 \pm 0,1) \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s wurde mit  $P_{Mag} = 9$  kW und Ne als Arbeitsgas erzielt.
  - $R$  wird am stärksten durch  $P_{Mag}$  beeinflusst, während die übrigen Prozessparameter zu geringeren Änderungen führen (Anhang D.2). Durch Steigerung von  $P_{Mag}$  von 2 kW auf 5 kW kann  $R$  im Ar-Plasma nahezu linear um 100 % erhöht werden – von  $(1,45 \pm 0,04) \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s auf  $(2,83 \pm 0,08) \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s.
  - $R$  sinkt mit fortschreitender Erosionstiefe des Al-Targets um mehr als 35 %.
  - Durch Zuschalten des Spulenmagnetfeldes nimmt  $R$  um etwa 25 % ab.
7. Die mittels OES bestimmte Al-Atomdichte  $n_{Al}$  zeigt in Abhängigkeit der Prozessparameter das gleiche Verhalten wie  $R$  und kann daher als indirekte, nichtinvasiv ermittelte Messgröße für  $R$  genutzt werden. Wird  $P_{Mag}$  von 2 kW auf 5 kW erhöht, ergibt sich eine  $n_{Al}$ -Steigerung von  $(1,4 \pm 0,4) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  auf  $(2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .
8. Die Strom-Spannungskennlinie der Magnetronentladung verschiebt sich in Richtung höherer Sputterströme und niedrigerer -spannungen, wenn das Spulenmagnetfeld zugeschaltet wird. Mit zunehmender Targeterosion wird die Kennlinie steiler und weist negative Exponenten auf (Anhang D.3).

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

Im Weiteren werden die physikalischen Eigenschaften des kombinierten Magnetron- und ECR-Plasmas dargestellt und diskutiert. Die Superposition von Magnetron- und ECR-Plasma wird fortan als MECRIS-Plasma bezeichnet. Wenn nicht explizit erwähnt, wurde für die Standardprozessparameter gewählt: Mikrowellenleistung  $P_\mu = 1 \text{ kW}$ , Sputterleistung  $P_{Mag} = 1 \text{ kW}$ , Spulenstrom (SS)-Paarung 135 A / 150 A, Prozessdruck  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , Arbeitsgas Argon. Wichtige Fragestellungen sind:

- Inwiefern unterscheiden sich die Betriebsmodi der Quelle – Magnetron, ECR und MECRIS – bezüglich des Profils der Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$ ? Führt die ECR-Heizung der Elektronen im MECRIS-Plasma zu gegenüber dem Magnetronplasma erhöhten  $n_e$  und / oder  $T_e$ ?
- Welchen Einfluss nehmen die Prozessparameter  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$ , SS-Paarung und  $p$  auf  $n_e$  und  $T_e$ ? Treten Abweichungen zwischen den mittels DLS und OES bestimmten Werten bzw. Abhängigkeiten auf? Wodurch werden diese verursacht?
- Wie hoch ist die maximale  $n_e$ ,  $T_e$  und Al-Atomdichte  $n_{Al}$ ? Bei welchen Prozessparametern werden diese erreicht?
- Ist das globale und zweidimensionale Plasmamodell geeignet, um die Prozessparameter- bzw. Ortsabhängigkeit von  $n_e$  und  $T_e$  zu beschreiben? Welche Unterschiede bestehen im Vergleich zu DLS sowie OES und woraus resultieren sie?
- Wie gestaltet sich die optische Emissionsstruktur des MECRIS-Plasmas? Kann sie durch orts aufgelöste DLS-Messungen nachvollzogen werden? Wird der Verlustkegel des Magnetronplasmas durch das ECR-Plasma verändert?

## 6.1. Elektronendichte und -temperatur

### 6.1.1. Ortsaufgelöste Langmuir-Sondenmessungen

#### Elektronendichte

Ortsaufgelöste DLS-Messungen in diagonaler Richtung zeigen, dass sich die Elektronendichte  $n_e$  im Zentrum der MECRIS, zwischen  $0 \text{ mm} \leq r \leq 30 \text{ mm}$ , um etwa eine Größenordnung von ca.  $6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  erhöht, wenn das Magnetronplasma mit dem ECR-Plasma zum MECRIS-Plasma kombiniert wird (Abb. 6.1(a)). Verglichen mit dem ECR-Plasma, weist das MECRIS-Plasma ungefähr verdoppelte  $n_e$  auf. Im Quellenmittelpunkt sind die Werte fast identisch.

Alle Plasmodi zeichnen sich durch nach außen hin ansteigende  $n_e$  aus. Denn in dieser Richtung nimmt das axiale magnetische Spiegelverhältnis  $R_M$  zu und bewirkt einen effektiveren Elektroneneinschluss (Abb. 6.1(a)). Nach dem Erreichen eines Maximums fällt  $n_e$  in Richtung der Kammerwände um etwa eine (ECR- und MECRIS-Plasma) bzw. drei (Magnetronplasma) Größenordnungen ab. In diesem Bereich findet die DLS-Messung offenbar außerhalb der Elektronenumkehrpunkte des magnetischen Spiegels statt – also in der Zone, in welcher der Elektroneneinschluss nicht gewährleistet ist. Mit ca.  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ist der  $n_e$ -Maximalwert des MECRIS-Plasmas um den Faktor 20 höher als der des Magnetronplasmas von rund  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Gegenüber dem ECR-Plasma, mit einem Maximum von ca.  $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , ist er um ungefähr den Faktor 3 gesteigert.

Die hohen  $n_e$  des MECRIS-Plasmas resultieren aus der Überlagerung der Elektronenquellen des Magnetron- und ECR-Plasmas:

1. Erzeugung von Sekundärelektronen durch den Sputterprozess,
2. Elektronenstoßionisation der Arbeitsgasatome durch im Kathodenfall beschleunigte und (zusätzlich) ECR-geheizte (Sekundär-)Elektronen,
3. Elektronenstoßionisation eingespeister Al-Atome durch im Kathodenfall beschleunigte und (zusätzlich) ECR-geheizte (Sekundär-)Elektronen [104],

und aus einem verbesserten Elektroneneinschluss gegenüber den Einzelplasmen:

- Als Folge der Wechselwirkung mit der transversal-elektrischen Mikrowelle (MW) erlangen Sekundärelektronen beim Durchgang durch die ECR-Zone eine größere Geschwindigkeitskomponente  $v_\perp$  senkrecht zu den Magnetfeldlinien. Dadurch könnten sie den Verlustkegel des axialen magnetischen Spiegels verlassen und im MECRIS-Plasma eingeschlossen werden [32].



## 6.1. Elektronendichte und -temperatur

- Ein Teil der nach außen driftenden Elektronen wird durch das negative elektrische Potential des Al-Targets zurück in die Quelle reflektiert [105].

Durch die hohen  $n_e$  des MECRIS-Plasmas, gegenüber dem Magnetronplasma, wird die mittlere freie Weglänge  $\Lambda_{iz}$  der Al-Atome für Elektronenstoßionisation (Gleichung (2.29)) von über 1 m auf unter 20 cm herabgesetzt, was den Dimensionen der Quelle entspricht. Da die mittlere freie Weglänge  $\Lambda_{Gas}$  für die Penning-Ionisation der Al-Atome bei dem Prozessdruck  $p = 0,02$  Pa rund 1,5 m beträgt (Gleichung (2.30)), kann dieser Prozess als Elektronenquelle im MECRIS-Plasma vernachlässigt werden.

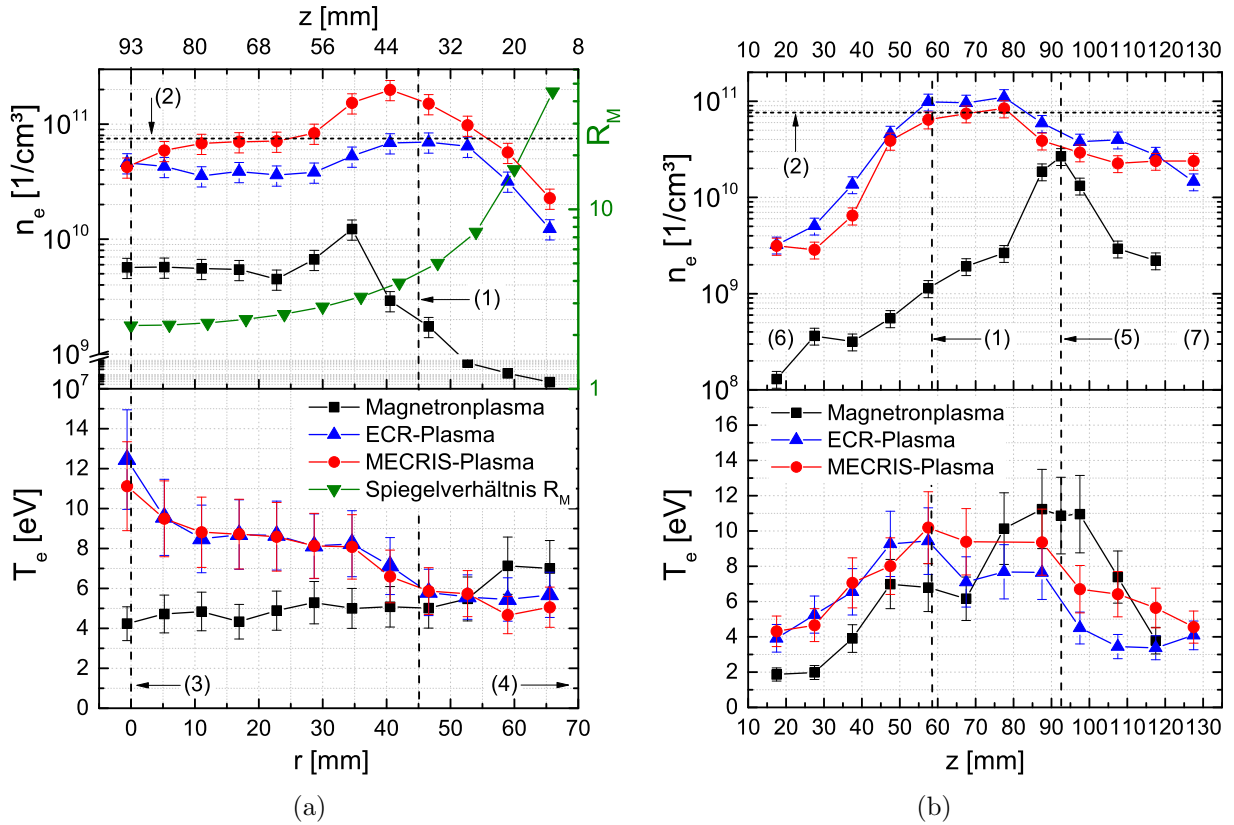


Abbildung 6.1.: Ortsaufgelöste DLS-Messung der Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetron-, ECR- und MECRIS-Plasmas in diagonaler Richtung (a) und parallel zur Rotationsachse 20 mm über der Targetoberfläche bei  $r = 77$  mm (b).  $R_M$  – axiales magnetisches Spiegelverhältnis aus FEM-Simulation (*COMSOL Multiphysics*®). (1) Position ECR-Zone bei 87,5 mT, (2) Cutoff-Elektronendichte mit  $7,56 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , (3) Quellenmittelpunkt, (4) Richtung Kammerwand, (5) Targetmitte bei 92,5 mm, (6)/(7) MW-Einspeise- bzw. Ionenextraktionsseite.  $P_\mu = P_{Mag} = 1 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02$  Pa, Ar.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

### ECR- und UHR-Heizung

Das  $n_e$ -Maximum des ECR- und MECRIS-Plasmas liegt im Vergleich zum Magnetronplasma weiter entfernt vom Quellenzentrum im Bereich größerer  $R_M$  in der Zone der magnetischen Resonanzflussdichte mit 87,5 mT, für welche die ECR-Bedingung nach Gleichung (2.6) erfüllt ist (Abb. 6.1(a)). Dies impliziert, dass an dieser Stelle ein effektiver Energieübertrag der MW auf die freien Elektronen des Plasmas erfolgt und so eine hohe Elektronenstoßionisationsrate erreicht wird [104, 106] – bei gleichzeitig verbessertem Elektroneneinschluss.

Am Ort der ECR-Zone kommt es im MECRIS-Plasma zur Überschreitung der Cutoff-Elektronendichte  $n_{e,cutoff}$  von  $7,56 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , wodurch an dieser Stelle theoretisch keine MW-Leistung an das Plasma übertragen werden kann. Die hohen  $n_e$  suggerieren, dass es trotzdem eine wirksame MW-Heizung der Elektronen geben muss. Möglicherweise...

- ...kann die MW dennoch um die sogenannte Skin-Tiefe bis zur ECR-Zone vordringen und die Elektronen des Plasmas heizen. Die Skin-Tiefe beträgt etwa 2...5 cm [32].
- ...existieren Gebiete mit regulärer ECR-Heizung innerhalb der Quelle, für welche am Ort der ECR-Zone gilt:  $n_e \lesssim n_{e,cutoff}$  (s.u. DLS-Parallelmessung).
- ...geschieht die Energieübertragung der MW zusätzlich durch die obere Hybridresonanz (UHR) bei niedrigeren magnetischen Flussdichten  $B$ . Im Zentrum der Quelle ist die UHR-Bedingung nach Gleichung (2.7) und (2.8) mit  $B = 58 \text{ mT}$  (FEM-Simulation) durch die gemessene Elektronendichte  $n_e = 4,23 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  exakt erfüllt.
- ...erfolgt die Heizung der Elektronen auch innerhalb der ECR-Zone durch sogenannte Bernstein-Wellen bei  $B_{ECR}/2$  und / oder  $B_{ECR}/3$  [32, 107].

DLS-Messungen parallel zur Rotationsachse der Quelle, 20 mm über der Targetoberfläche, zeigen ebenfalls, dass  $n_e$  des ECR- und MECRIS-Plasmas im Bereich der ECR-Zone auf ein Maximum ansteigt – um über eine Größenordnung von ca.  $3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf Werte im  $n_{e,cutoff}$ -Bereich (Abb. 6.1(b)). Das  $n_e$ -Profil und die Absolutwerte beider Plasmen sind ähnlich. Im ECR-Modus werden teilweise höhere  $n_e$  gemessen. Vermutlich bewirken die eingespeisten Al-Atome aufgrund von Stößen die Verdünnung des Arbeitsgases und damit kleinere  $n_e$  im MECRIS-Plasma. Gegenüber dem ECR-Plasma erhöhte  $T_e$  des MECRIS-Plasmas bestärken diese Hypothese (s.u.).

Maximale  $n_e$  des einzelnen Magnetronplasmas, mit rund  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , werden erwartungsgemäß exakt über der Targetmittellinie, außerhalb der ECR-Zone, erreicht (Abb. 6.1(b)). Im Bereich der ECR-Zone weist das Magnetronplasma um etwa 2 Größenordnungen niedrigere  $n_e$  als das ECR- und MECRIS-Plasma auf.

### Elektronentemperatur

Entgegen der Erwartung wird in diagonalen Richtung für das ECR- und MECRIS-Plasma am Ort der ECR-Zone kein  $T_e$ -Maximum beobachtet. Stattdessen steigt  $T_e$  kontinuierlich von ca. 5 eV auf etwa 11...12 eV von außen nach innen an (Abb. 6.1(a)). In Bezug auf das  $T_e$ -Profil und die Absolutwerte lassen sich keine signifikanten Unterschiede zwischen beiden Plasmen ausmachen. Das bedeutet, dass das  $T_e$ -Verhalten des MECRIS-Plasmas durch das ECR-Plasma dominiert wird.  $T_e$  steigt nach innen an, weil...

1. ...die Elektronen in der peripheren Region außerhalb des magnetischen Spiegels die ECR-Zone u.U. nur einmal passieren. Stattdessen können sie in der Quellenmitte durch den Spiegeleinschluss zwischen zwei ECR-Zonen hin und her pendeln, diese mehrmals passieren und schließlich eine höhere Energie erreichen.
2. ...so die Abnahme von  $n_e$  in dieser Richtung teilweise kompensiert wird.
3. ...Elektronen im Zentrum zusätzlich durch die UHR-Heizung an Energie gewinnen.
4. ...sich die DLS zunehmend in Richtung der Magnetfeldlinien orientiert und die  $T_e$ -Messung so vermutlich durch die geheizte Geschwindigkeitskomponente  $v_\perp$  der Elektronen bestimmt wird.
5. ...die magnetische Flussdichte  $B$  nach außen zunimmt. Dadurch sinkt die Mobilität  $\mu_{e,\perp}$  der Elektronen senkrecht zu den Magnetfeldlinien von innen nach außen (Gleichung (4.16)) und die „heißen“ Elektronen verbleiben im Zentrum der Quelle [95].

Die Elektronentemperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas beträgt entlang der Quellendiagonale ungefähr 5 eV und erhöht sich kurz vor der Kammerwand auf etwa 7 eV<sup>1</sup>. Gegenüber dem Magnetronplasma vermag der axiale magnetische Spiegel im ECR- und MECRIS-Plasma also Elektronen mit maximal 6...7 eV höheren  $T_e$  zu speichern (Abb. 6.1(a)). Dieser Unterschied wird wahrscheinlich durch die ECR- (und evtl. UHR-) Heizung von  $v_\perp$  generiert.

---

<sup>1</sup>Dort besteht die kürzeste Magnetfeldlinienverbindung zwischen Target und DLS. Offenbar vollführen die Sekundärelektronen dadurch weniger Stöße mit Arbeitsgasatomen bis sie die DLS erreichen.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

Die im Vergleich zum Magnetronplasma höheren  $n_e$  im Zentrum bestätigen diese Hypothese, da die geheizten Elektronen den Verlustkegel verlassen können.

DLS-Messungen parallel zur Quellenrotationsachse, 20 mm über der Targetoberfläche, zeigen, dass  $T_e$  im ECR- und MECRIS-Plasma in dem Bereich der ECR-Zone mit ca. 10 eV maximal ist und in Richtung der Kammerwände auf etwa 4 eV abfällt (Abb. 6.1(b)). Der Mechanismus der resonanten Energieübertragung der Mikrowelle auf die Elektronen des Plasmas kann also direkt nachgewiesen werden. Die DLS ist an der ECR-Position zudem in Richtung der Magnetfeldlinien orientiert, wodurch die  $T_e$ -Messung wahrscheinlich von  $v_\perp$  dominiert wird (s.o.). Über dem Target ist  $T_e$  im MECRIS-Plasma um 1...2 eV höher als im ECR-Plasma. Möglicherweise wird dies durch den Gasverdünnungseffekt hervorgerufen (Abschn. 5.1.2, [65, 103]). Im Magnetronplasma ist  $T_e$  über der Targetoberfläche erwartungsgemäß am höchsten, da die dort austretenden Sekundärelektronen erst wenige Stöße mit den Arbeitsgasatomen vollführt haben.  $T_e$  fällt ausgehend von der Targetmitte von ca. 11 eV auf ungefähr 2...4 eV in Richtung der Kammerwände ab.

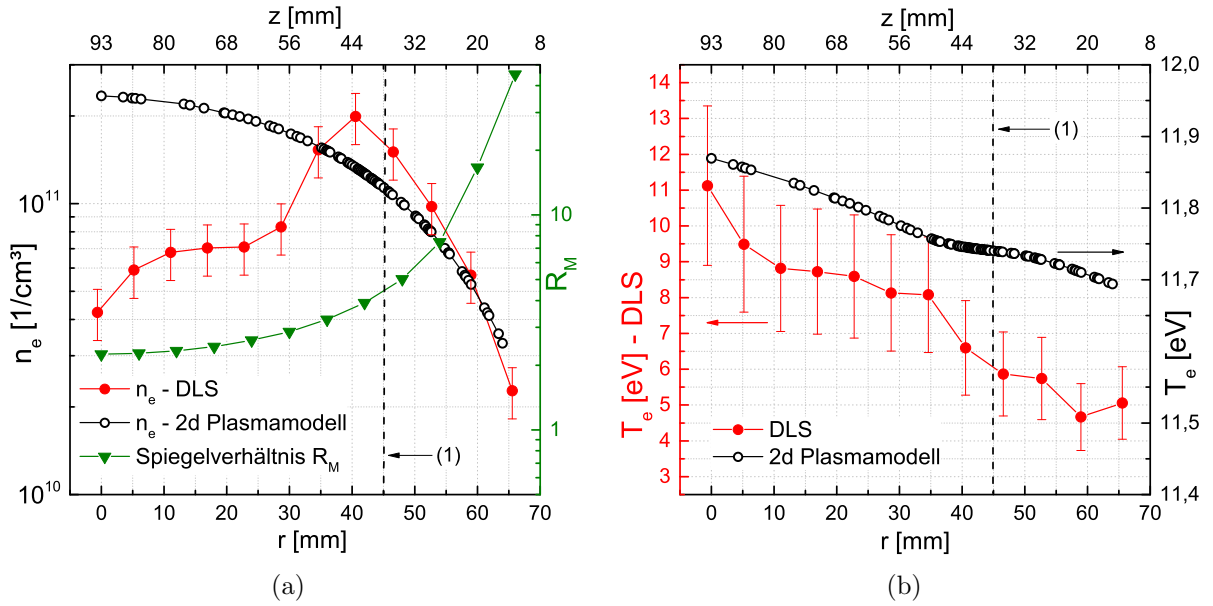


Abbildung 6.2.: Vergleich der DLS-Ergebnisse mit dem 2d-Modell des MECRIS-Plasmas für die ortsauflöste Elektronendichte  $n_e$  (a) und -temperatur  $T_e$  (b) in diagonalen Richtungen.  $R_M$  – axiales magnetisches Spiegelverhältnis aus FEM-Simulation (*COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup>), (1) Position ECR-Zone bei 87,5 mT,  $P_\mu = P_{Mag} = 1$  kW, SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02$  Pa.

## Vergleich mit 2d-Plasmamodell

Es wird die nach dem zweidimensionalen MECRIS-Plasmamodell berechnete Elektronendichte  $n_e$  entlang der Quellendiagonale betrachtet. In Richtung Quellenzentrum stimmen Verlauf und absolute Werte bis zu der Position der ECR-Zone hinreichend mit der DLS-Messung überein (Abb. 6.2(a)). Im Gegensatz zur Messung steigt  $n_e$  bis zur Mitte kontinuierlich auf  $2,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  an und sinkt ab der ECR-Zone nicht ab. Im Modell wird  $n_e$  aus der entsprechenden Kontinuitätsgleichung bestimmt, wodurch die Elektronen als kollektiver Massenstrom behandelt werden (Anhang A.5). Die Bewegungsänderung eines diskreten Elektrons im axialen magnetischen Spiegelfeld, durch Wirkung der  $\nabla B$ -Kraft (Gleichung (2.12)), wird daher nicht berücksichtigt [95]. Der aufgrund des sinkenden  $R_M$  abnehmende Elektroneneinschluss kann somit nicht modelliert werden.

Das Modell führt – wie für die DLS-Messung – auf eine nach innen ansteigende Elektronentemperatur  $T_e$  in diagonalen Richtung. Im Vergleich zur Messung erfolgt der Anstieg flacher von 11,69 eV auf 11,87 eV, wobei die Werte in der Quellenmitte fast übereinstimmen (Abb. 6.2(b)). Der geringere Anstieg resultiert möglicherweise daraus, dass die o.g. Ursachen der  $T_e$ -Steigerung (1. bis 4.) nicht im Modell auftreten. Ursache 1 gilt im Modell nur unter geänderter Form, da der magnetische Spiegel nicht berücksichtigt wird: Die zentralen Feldlinien verbinden, im Gegensatz zu den peripheren, 2 ECR-Zonen und garantieren so einen größeren MW-Leistungsübertrag auf die Elektronen. Weiterhin erfolgt im Modell keine Unterscheidung der Geschwindigkeitskomponenten der Elektronen in Bezug auf die Magnetfeldorientierung. Die explizite Heizung von  $v_\perp$  wird dadurch nicht berücksichtigt [95].

## 6.1.2. Variation der Mikrowellenleistung

### Elektronendichte

Im Quellenmittelpunkt waren mehrmalige DLS-Messungen hintereinander nicht möglich, da die Sondendrähte bereits nach etwa 10 s zu glühen begannen und abschmolzen. Offenbar wird der Wärmeeintrag durch entlang der Quellenachse entweichende Elektronen und Ionen verursacht. Für sämtliche Prozessparametervariationen musste daher eine außer-axiale Stelle im Zentrum der MECRIS bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm}) = P^*$  gewählt werden. An diesem Punkt nimmt die Elektronendichte  $n_e$  des MECRIS-Plasmas stetig von rund  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  zu, wenn die Mikrowellenleistung  $P_\mu$  von 0,5 kW auf 1 kW gesteigert wird. Bei weiterer Erhöhung bis 2 kW sättigt  $n_e$  auf dem Niveau von  $P_\mu = 1 \text{ kW}$  (Abb. 6.3(a)). Die Sättigung wird wahrscheinlich durch das Überschreiten der Cutoff-Elektronendichte  $n_{e,cutoff}$  in achsennahen Bereichen am Ort der ECR-Zone verursacht (s.o.).

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

Das  $P_\mu$  trotzdem über den gesamten Bereich von 0,5...2 kW durch das Plasma umgesetzt wird, bestätigt der kontinuierliche  $n_e$ -Anstieg 20 mm über dem Target, bei um fast einer Größenordnung niedrigeren Werten von ca.  $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.3(a)). Außerdem wurde keine reflektierte MW-Leistung detektiert.

Der Anstieg von  $n_e$  mit  $P_\mu$  im ECR-gestützten Sputterplasma wurde ebenfalls von Fontaine und Louvet [108] sowie Yonesu et al. [27] nachgewiesen. Er resultiert aus der mit  $P_\mu$  anwachsenden elektrischen Feldstärke im Quelleninnern, über welche die Elektronen des Plasmas eine höhere Energie aufnehmen können. Weil dadurch hauptsächlich  $v_\perp$  vergrößert wird, entkommen die Elektronen dem Verlustkegel. Die über  $v_\perp$  gesteigerte Elektronentemperatur  $T_e$  (s.u.) erhöht zudem die Rate der Elektronenstoßionisation.

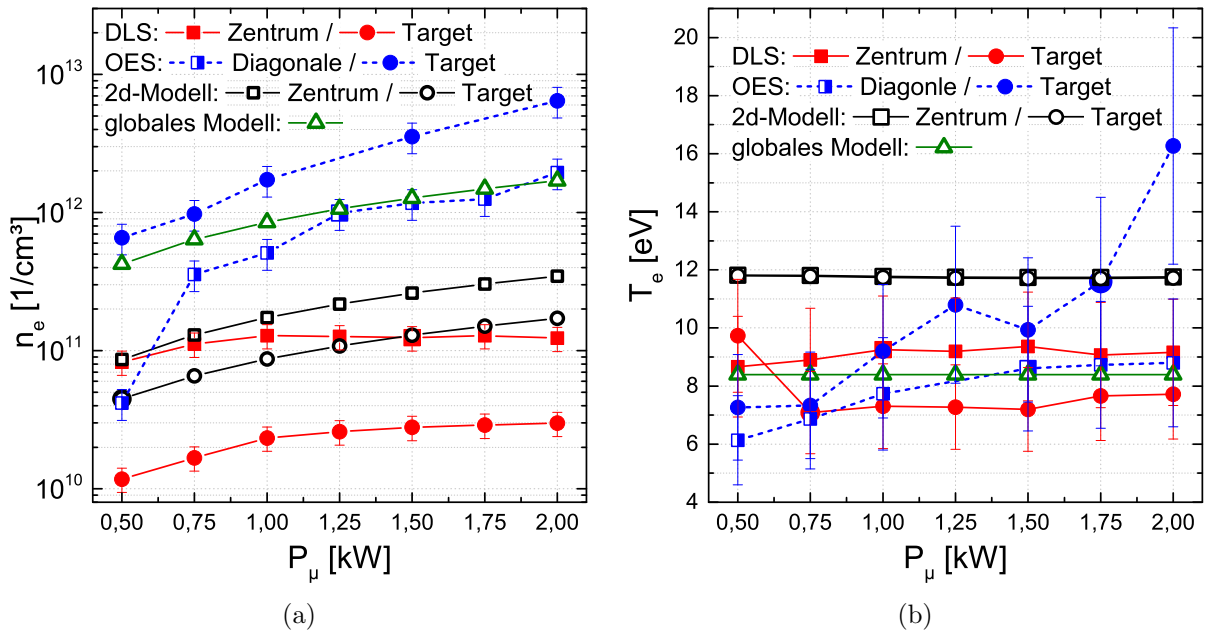


Abbildung 6.3.: Einfluss der Mikrowellenleistung  $P_\mu$  auf die Elektronendichte  $n_e$  (a) und -temperatur  $T_e$  (b) des MECRIS-Plasmas. Vergleich der Ergebnisse von Doppel-Langmuir-Sonde (DLS), optischer Emissionsspektroskopie (OES), globalem und 2d-Plasmodell. Positionen: Im Quellenzentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm})$  und 20 mm über dem Target bzw. entsprechende OES-Sichtlinien. Genutzte Intensitätsverhältnisse OES:  $n_e - I(750,4 \text{ nm} - \text{Ar I}) / I(419,8 \text{ nm} - \text{Ar I})$ ,  $T_e - I(480,6 \text{ nm} - \text{Ar II}) / I(419,8 \text{ nm} - \text{Ar I})$ .  $P_{Mag} = 1 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ .

OES-Untersuchungen ergeben, dass  $n_e$  des MECRIS-Plasmas auf der diagonalen Sichtlinie kontinuierlich um beinahe 2 Größenordnungen von  $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  ansteigt, wenn  $P_\mu$  von 0,5 kW auf 2 kW erhöht wird (Abb. 6.3(a)). Im Vergleich zur korrespondierenden DLS-Messreihe besteht ein  $n_e$ -Absolutwertunterschied von teilweise über einer Größenordnung. Neben den bereits geschilderten Gründen (Abschn. 5.1.2) resultiert diese Abweichung offenbar aus einem mit  $P_\mu$  überproportional zunehmenden Intensitätsverhältnis der betrachteten Plasma-Emissionslinien. Diese Zunahme kann durch das Verhältnis der genutzten Ratenkoeffizienten nicht balanciert werden, was die Bestimmung hoher  $n_e$  nach sich zieht. Durch die Überlagerung des ECR- und Magnetronplasmas kommt es außerdem zur Superposition von zwei verschiedenen Elektronenenergie-Verteilungsfunktionen. Für die Auswertungen müsste demzufolge eine aufgrund der ECR-Heizung modifizierte Maxwell-Funktion mit Verstärkung im Bereich hoher Elektronenenergie herangezogen werden [95]. Die angeführten Ursachen machen in ihrer Summe relative  $n_e$ -Messungenauigkeiten im Bereich von 100 % wahrscheinlich.

Im Vergleich zur Diagonale wurden für die Sichtlinie über der Targetoberfläche um grob eine halbe Größenordnung höhere  $n_e$  anhand der OES bestimmt. Hier steigt  $n_e$  über den betrachteten  $P_\mu$ -Bereich ebenfalls kontinuierlich an – von ca.  $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf  $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.2(a)).

Gegensätzlich zur DLS-Messung liefert die OES über dem Target also größere  $n_e$ -Werte als im Quellenzentrum. Dafür sind offenbar die „heißen“ Elektronen im Zentrum verantwortlich. Diese bewirken, dass der optische Ar I-Übergang mit 419,8 nm (Schwellenenergie  $\epsilon_{ex} = 14,6 \text{ eV}$  [83]) in der Quellenmitte stärker angeregt wird als über dem Target. Das Intensitätsverhältnis  $I(750,4 \text{ nm}) / I(419,8 \text{ nm})$ , mit dem Ar I-Übergang bei 750,4 nm ( $\epsilon_{ex} = 13,5 \text{ eV}$  [83]), sinkt dadurch ab und resultiert in der Bestimmung niedrigerer  $n_e$ .

### Elektronentemperatur

Aus DLS-Messungen geht hervor, dass  $T_e$  des MECRIS-Plasmas für beide Messpositionen unabhängig von  $P_\mu = 0,5 \dots 2 \text{ kW}$  ist. Im Quellenzentrum bei P\* beträgt  $T_e$  etwa 9 eV, während über dem Target um ca. 1...2 eV niedrigere  $T_e$  von rund 7...8 eV herrschen (Abb. 6.3(b)). Ähnliche  $T_e$ -Werte wurden von Yonesu et al. [27] für ein ECR-gestütztes Al-Sputterplasma mithilfe einer einzelnen Langmuir-Sonde gemessen, wobei zudem eine geringe  $T_e$ -Erhöhung mit  $P_\mu$  auftrat.

Die Charakterisierung mittels OES ergab, dass  $T_e$  über den untersuchten  $P_\mu$ -Bereich ansteigt. Für die Quellendiagonale wurde eine  $T_e$ -Zunahme von etwa 50 % von ca. 6 eV auf

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

rund 9 eV festgestellt. Auf der Sichtlinie über der Targetoberfläche nimmt  $T_e$  um über 100 % von ungefähr 7 eV auf 16 eV zu (Abb. 6.3(b)). Dabei liegen die  $T_e$ -Unterschiede beider Sichtlinien größtenteils innerhalb der Messunsicherheit. Um die Unterschiede zu minimieren, müsste für jede Sichtlinie, anstatt einer einheitlichen Maxwell-Elektronenenergie-Verteilungsfunktion, eine angepasste Funktion verwendet werden. Diese muss den jeweiligen Elektronenpopulationen von Magnetron- und ECR-Plasma Rechnung tragen. Die in Richtung höherer  $P_\mu$  zunehmende  $T_e$ -Diskrepanz zwischen beiden Sichtlinien wird vermutlich zusätzlich durch die Überschreitung von  $n_{e,cutoff}$  im Zentrum verursacht, wodurch die ECR-Heizung in Targetnähe effektiver ist.

Im Gegensatz zur OES wurde mittels DLS kein  $T_e$ -Anstieg mit  $P_\mu$  festgestellt. Wahrscheinlich resultiert dies aus der höheren Sensitivität der OES gegenüber der Bulktemperatur der Elektronenpopulation. Denn die Sonde nutzt für die Messung lediglich hochenergetische Elektronen. Außerdem befindet sich die DLS-Messposition nicht direkt am Ort der ECR-Zone. Die OES erfasst hingegen das ECR-Gebiet, in welchem die  $T_e$ -Zunahme mit  $P_\mu$  realisiert wird.

### Vergleich DLS und OES mit Plasmamodellen

Das 2d MECRIS-Plasmamodell berechnet für  $P_\mu = 0,5...2$  kW größere  $n_e$ -Werte im Zentrum als über dem Target und stimmt diesbezüglich mit der DLS-Messung überein. An beiden Orten erhöht sich  $n_e$  kontinuierlich mit  $P_\mu$ : 20 mm über dem Target von  $4,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , im Zentrum von  $8,7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $3,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.3(a)). Im Vergleich zur DLS weichen die Absolutwerte über dem Target um über eine halbe Größenordnung voneinander ab, während sie sich im Zentrum auf ähnlichem Niveau befinden. Jedoch wird in der Mitte kein  $n_e$ -Sättigungseffekt sichtbar, obwohl die Mikrowellenausbreitung in Abhängigkeit von  $n_e$  korrekt modelliert wird (Abschn. 4.2.2). Möglicherweise kommt dies durch die Vernachlässigung des Verlustkegels des magnetischen Spiegels zustande, welcher als  $n_e$ -Senke dem  $n_e$ -Anstieg entgegenwirkt.

Auch das globale MECRIS-Plasmamodell liefert eine über den gesamten  $P_\mu$ -Bereich kontinuierlich ansteigende  $n_e$  von  $4,3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1,7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.3(a)). Es berechnet damit um etwa eine Größenordnung höhere Werte als das 2d-Modell. Ab  $P_\mu = 1,25$  kW weisen das globale Modell und die OES-Diagonalmessung fast identische Werte auf. Dies zeigt, dass das globale, über das Quellenvolumen mittelnde, Modell der über eine Sichtlinie mittelnden OES Rechnung trägt.



Alle Modellberechnungen führen – wie die DLS-Messung – auf eine von  $P_\mu$  unabhängige  $T_e$ . Das globale Modell berechnet mit  $T_e = 8,4 \text{ eV}$  um  $3,4 \text{ eV}$  niedrigere  $T_e$  als das 2d-Modell, welches für die Positionen im Zentrum und über dem Target fast identische Werte von ca.  $11,8 \text{ eV}$  kalkuliert (Abb. 6.3(b)). Die modellierten  $T_e$  besitzen damit eine zur DLS und OES vergleichbare Größenordnung.

### Sputterstrom und -spannung

Wird das ECR-Plasma mit  $P_\mu = 0,5 \text{ kW}$  zum Magnetronplasma mit  $P_{Mag} = \text{konst.} = 1 \text{ kW}$  zugeschaltet, steigt der Sputterstrom  $I_{Mag}$  um  $0,9 \text{ A}$  von rund  $1,8 \text{ A}$  auf  $2,7 \text{ A}$ . Gleichzeitig sinkt die Sputterspannung  $U_{Mag}$  um  $180 \text{ V}$  von ca.  $550 \text{ V}$  auf  $370 \text{ V}$ . Durch Erhöhung von  $P_\mu$  von  $0,5 \text{ kW}$  auf  $2 \text{ kW}$  vergrößert sich  $I_{Mag}$  zusätzlich um  $2,1 \text{ A}$  auf  $4,8 \text{ A}$  und  $U_{Mag}$  nimmt um weitere  $160 \text{ V}$  auf  $210 \text{ V}$  ab (Abb. 6.4).

Die  $I_{Mag}$ -Erhöhung kommt durch die mit  $P_\mu$  zunehmende Plasmadichte zustande (s.o. und Abschn. 6.1.1). Neben den DLS- und OES-Untersuchungen beweist also auch das Verhalten von  $I_{Mag}$ , dass das ECR-Plasma zu einer effektiven Steigerung der Ladungsträgerdichte im MECRIS-Plasma führt [25, 92]. Dies impliziert außerdem, dass die Minimum- $B$ -Konfiguration einen hinreichend guten Elektroneneinschluss bietet [104].

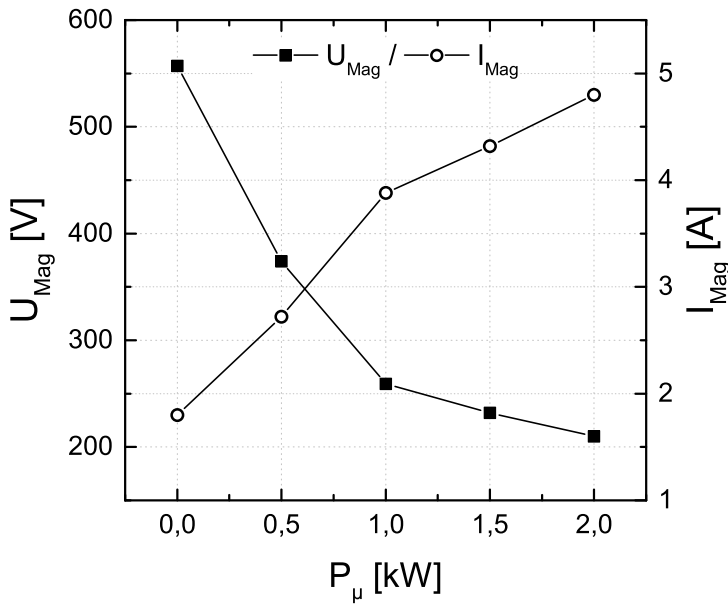


Abbildung 6.4.:  
Sputterspannung  $U_{Mag}$  und Sputterstrom  $I_{Mag}$  in Abhängigkeit der Mikrowellenleistung  $P_\mu$ .  $P_{Mag} = 1 \text{ kW}$ , SS-Paarung  $135 \text{ A} / 150 \text{ A}$ ,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , Ar.

### 6.1.3. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas

Durch Erhöhung der Sputterleistung  $P_{Mag}$  von 1 kW auf 10 kW wird im Zentrum des MECRIS-Plasmas eine nahezu lineare Steigerung von  $n_e$  um fast eine Größenordnung von ca.  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf rund  $6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  erreicht (DLS, Abb. 6.5(a)). Für  $P_\mu = 1 \text{ kW} / 2 \text{ kW}$  unterscheiden sich deren Werte kaum, da  $P_\mu > 1 \text{ kW}$  keine weitere  $n_e$ -Vergrößerung im Zentrum bewirkt (s.o.).

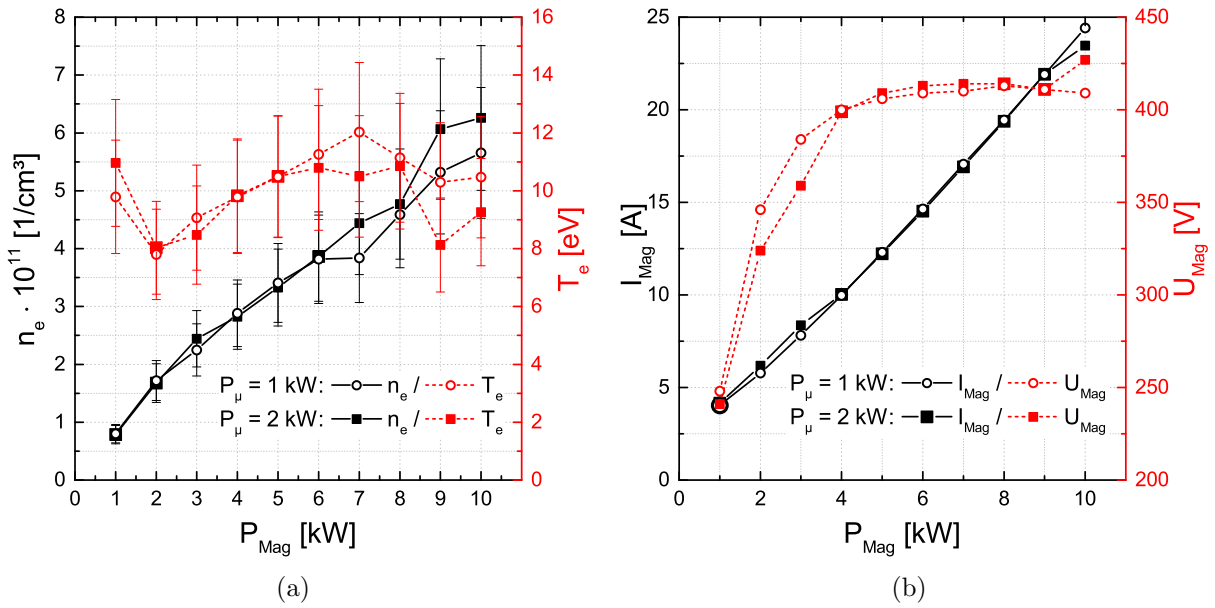


Abbildung 6.5.: Einfluss der Sputterleistung  $P_{Mag}$  auf die Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  (a) sowie den Sputterstrom  $I_{Mag}$  und die -spannung  $U_{Mag}$  (b) des MECRIS-Plasmas für die Mikrowellenleistungen  $P_\mu = 1 \text{ kW} / 2 \text{ kW}$ . DLS-Messung im Quellenzentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm})$ . SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , Ar.

Der  $n_e$ -Anstieg mit  $P_{Mag}$  resultiert aus der zunehmenden Sekundärelektronenemission und Elektronenstoßionisation von Ar- und Al-Atomen und wurde für ein ECR-gestütztes Al-Sputterplasma ebenfalls von Matsuoka und Ono [109] nachgewiesen. Das Verhalten der Plasmadichte spiegelt sich im Sputterstrom  $I_{Mag}$  wieder, welcher in dem Bereich  $P_{Mag} = 1 \dots 10 \text{ kW}$  linear um 20 A von ca. 4 A auf 24 A erhöht wird (Abb. 6.5(b)).

Die mittels DLS bestimmte  $T_e$  im Zentrum des MECRIS-Plasmas ist innerhalb der Messungengenauigkeit unabhängig vom untersuchten  $P_{Mag}$ -Bereich und beträgt im Mittel etwa 10 eV. Von 2 kW bis 7 kW ist eine kontinuierliche  $T_e$ -Zunahme von ca. 8 eV auf ungefähr 11 eV zu beobachten (Abb. 6.5(a)). Möglicherweise ist dieses Verhalten dem Gasverdünnungseffekt geschuldet (Abschn. 5.1.2). Die im Intervall 2...5 kW von etwa 245 V auf rund 410 V an-

steigende Sputterspannung  $U_{Mag}$  bewirkt ebenfalls eine Erhöhung der Elektronenenergie durch die stärkere Beschleunigung der Elektronen im Kathodenfall (Abb. 6.5(b)).

Von  $P_{Mag} = 7...10\text{ kW}$  nimmt  $T_e$  ab – für  $P_\mu = 1\text{ kW}$  von etwa 12 eV auf ca. 10,5 eV und für  $P_\mu = 2\text{ kW}$  von 10,5 eV auf rund 9 eV (Abb. 6.5(a)). Vermutlich kommt dies durch die hohe Dichte eingespeister Al-Atome zustande (Abschn. 6.2), welche aufgrund ihrer gegenüber Ar niedrigeren Ionisationsenergie – und damit höherem Wirkungsquerschnitt für Elektronenstoßionisation – zur „Kühlung“ der Elektronen führen [28, 110, 111]. Außerdem geht die Magnetronentladung durch die hohe Plasmadichte ab etwa 6 kW vom abnormalen in den normalen Glimmzustand über. Dies wurde bei hohen  $P_{Mag}$  ebenfalls von Xu et al. [26] für deren ECR-gestützte Magnetron-Sputterquelle berichtet und bedeutet, dass die  $I_{Mag}$ -Steigerung bei konstanter  $U_{Mag}$  stattfindet (Abb. 6.5(b)). Der Energiegewinn der Sekundärelektronen, durch Beschleunigung im Kathodenfall, bleibt somit konstant.

### Vergleich der Arbeitsgase Argon und Neon

Mit Neon als Arbeitsgas zeichnet sich das MECRIS-Plasma im Bereich  $P_{Mag} = 1...3\text{ kW}$  gegenüber Argon mit um den Faktor 2...3 niedrigeren  $n_e$  bei  $P^*$  aus. Das Ne-Plasma weist ebenfalls linear ansteigende  $n_e$  mit  $P_{Mag}$  auf – von ca.  $6 \cdot 10^{10}\text{ cm}^{-3}$  auf  $1 \cdot 10^{11}\text{ cm}^{-3}$  (DLS, Abb. 6.6).  $T_e$  ist mit einem mittleren Wert von 11,5 eV im Vergleich zu Ar um rund 3 eV erhöht und innerhalb der Messunsicherheit ebenfalls unabhängig von  $P_{Mag}$  (Abb. 6.6).

Der jeweilige Absolutwertunterschied zum Ar-Plasma ist auf die höhere Ionisationsenergie des Ne-Atoms und die höhere Sputterspannung  $U_{Mag}$  zurückzuführen (Abschn. 5.1.2).  $U_{Mag}$  beträgt 453 V bei  $P_{Mag} = 3\text{ kW}$  und ist damit um 70 V höher als für die Ar-Entladung.

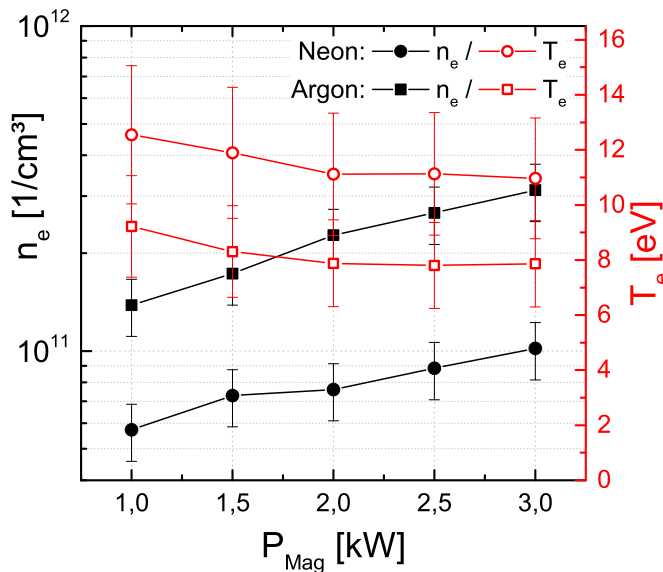


Abbildung 6.6.:

Mittels DLS bestimmte Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  für die Arbeitsgase Ne und Ar in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{Mag}$  im Zentrum des MECRIS-Plasmas bei  $P(r = 29\text{ mm}, z = 59\text{ mm})$ .  $P_\mu = 1\text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02\text{ Pa}$ .

#### 6.1.4. Wirkung der Spulenmagnetfeldstärke

Um den Spulenstrom (SS) -Paarungsbereich zwischen 75 A / 90 A und 180 A / 195 A (Ionenextraktionsseite / MW-Einspeiseseite) untersuchen zu können, musste im Fall des ECR- und MECRIS-Plasmas ab der Paarung 165 A / 180 A der Prozessdruck vom Standardwert 0,02 Pa auf 0,01 Pa (Ar) verringert werden. Andernfalls führte die ECR-Zone vor dem MW-Einkoppelfenster, in Verbindung mit der hohen Magnetfeldstärke, zur Zündung eines parasitären Plasmas im MW-Hohlleiter. Der Übergang von 0,02 Pa auf 0,01 Pa hatte keine signifikante Auswirkung auf die mittels DLS bestimmte  $n_e$  und  $T_e$  des MECRIS-Plasmas (Anhang E.1). Im Folgenden werden ausschließlich DLS-Messungen diskutiert. Dabei wird lediglich der SS der einspeiseseitigen Spule genannt. Der SS der extraktionsseitigen Spule wurde immer um 15 A niedriger gesetzt.

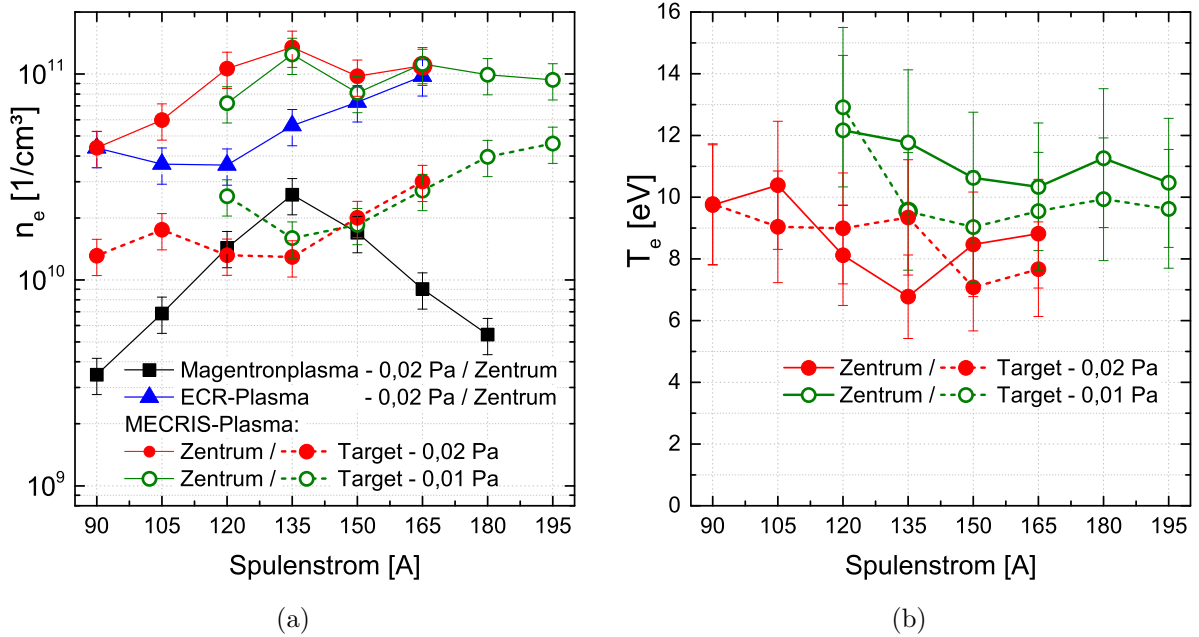


Abbildung 6.7.: Einfluss des Spulenstroms bzw. der Spulenmagnetfeldstärke auf die Elektronendichte  $n_e$  des Magnetron-, ECR- und MECRIS-Plasmas (a) sowie die Elektronentemperatur  $T_e$  des MECRIS-Plasmas (b). DLS-Messung im Quellenzentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm})$  und 20 mm über der Targetoberfläche. Gezeigt ist der Strom der Spule auf der MW-Einspeiseseite, wobei der extraktionsseitige Strom immer 15 A niedriger gewählt wurde.  $P_{Mag} = P_{\mu} = 1 \text{ kW}$ , Ar.

## Elektronendichte – Vergleich der Betriebsmodi

Durch Erhöhung des SS von 90 A auf 135 A nimmt  $n_e$  des alleinigen Magnetronplasmas (ohne MW-Einspeisung) im Zentrum der Quelle bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm}) = P^*$  kontinuierlich um fast eine Größenordnung von  $3,5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf etwa  $2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  zu (Abb. 6.7(a)). Dies wird durch die mit der magnetischen Flussdichte  $B$  anwachsende  $\nabla B$ -Kraft (Gleichung (2.12)) verursacht, welche die Elektronen effektiver innerhalb der Minimum- $B$ -Struktur in der Quelle einschließt [32, 104]. Bei weiterer SS-Steigerung von 135 A auf 180 A erfolgt eine stetige  $n_e$ -Verringerung bis auf rund  $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Die aus der  $\nabla B$ -Kraft resultierende  $n_e$ -Steigerung wird demnach ab 135 A offenbar durch die Absenkung des axialen magnetischen Spiegelverhältnisses  $R_M$  kompensiert und schließlich fast aufgehoben (Abschn. 5.1.2).

Das alleinige ECR-Plasma weist in dem SS-Bereich 120...165 A linear ansteigende  $n_e$  von rund  $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bei  $P^*$  auf (Abb. 6.7(a)). Diese Abhängigkeit wurde auch von Nakagawa et al. [112] beobachtet.

Die  $n_e$ -Charakteristik des MECRIS-Plasmas spiegelt die Überlagerung von Magnetron- und ECR-Plasma wieder. So zeigt sich ein mit dem Magnetronplasma vergleichbarer  $n_e$ -Anstieg im SS-Intervall 90...135 A mit um etwa einer Größenordnung höheren Werten von ca.  $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf rund  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  im Zentrum bei  $P^*$ . Zwischen 135...195 A ist  $n_e$  unabhängig von der SS-Paarung und beträgt ungefähr  $1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.7(a)). Die konstanten  $n_e$  ergeben sich offenbar aus abnehmenden  $n_e$  des Magnetronplasmas und zunehmenden  $n_e$  des ECR-Plasmas in diesem SS-Bereich. Außerdem verhindert die Überschreitung von  $n_{e,cutoff}$  im Zentrum möglicherweise eine weitere Erhöhung von  $n_e$ .

20 mm über der Targetoberfläche ist im MECRIS-Plasma eine kontinuierliche  $n_e$ -Steigerung mit dem SS in dem Bereich 135...195 A um fast eine halbe Größenordnung zu beobachten - von rund  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.7(a)).

Die  $n_e$ -Zunahme mit der SS-Paarung bzw. der Spulenmagnetfeldstärke im (ECR- und) MECRIS-Plasma kommt wahrscheinlich zustande durch...

1. ...die Verformung der ECR-Zone (Abb. 3.3), aus welcher eine effizientere Elektronenheizung und damit Elektronenstoßionisation resultiert:
  - Zunächst vergrößert sich deren Fläche, bis sie bei einem SS von 150 A maximal und geschlossen ist.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

- Das geschlossene ECR-Gebiet wandert ab 150 A mit steigendem SS in Richtung Quellenzentrum. Es verschiebt sich so möglicherweise zunächst in den Elektreneinschlussbereich des axialen magnetischen Spiegels. Anschließend heizt es zunehmend Elektronen mit niedrigerer Ausgangsenergie, welche ihre Umkehrpunkte in der Mitte der Quelle bei geringeren  $B$  besitzen.
  - Die ECR-Zone rückt mit steigendem SS in Richtung Target und damit in die Region mit erhöhtem Al-Atomanteil. Aufgrund der niedrigeren Ionisationsenergie der Al-Atome gegenüber Ar kommt es häufiger zu Elektronenstoßionisation.
  - Die in der ECR-Region vergrößerte  $n_e$  bewegt sich auf die DLS zu.
2. ...eine symbiotische Selbstverstärkung über dem Target. Im ECR-Gebiet entstehende Ionen können sich zur Targetoberfläche bewegen. Sie werden im Kathodenfall auf das Target beschleunigt und lösen so Sputterprozesse aus, durch welche Sekundärelektronen entstehen. Diese gelangen wiederum zur ECR-Region, werden dort geheizt und verursachen Elektronenstoßionisationsprozesse usw..
3. ...die aufgrund der ECR-Heizung erhöhte Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  der Elektronen. Sie besitzen dadurch eine größere Sensitivität gegenüber dem mit der SS-Paarung zunehmenden  $B$ -Gradient in radialer Richtung (Abb. 3.5(b)) und werden, im Gegensatz zum Magnetronplasma, geringer durch die Abnahme von  $R_M$  beeinflusst.

### Elektronentemperatur

Die in Abhängigkeit der SS-Paarung ermittelten  $T_e$  des MECRIS-Plasmas variieren innerhalb der Messunsicherheit. Sie bewegen sich für 0,02 Pa zwischen rund 7...10 eV. Bei 0,01 Pa stellen sich höhere  $T_e$  von etwa 10...12 eV im Zentrum bei P\* und ungefähr 9...13 eV 20 mm über dem Target ein (Abb. 6.7(b) und Anhang E.1). Im Allgemeinen ist ein Trend in Richtung niedrigerer  $T_e$  zu beobachten, wenn die SS-Paarung erhöht wird. Dies ist offenbar der abnehmenden Sputterspannung  $U_{Mag}$  geschuldet (s.u.), durch welche die Elektronen eine kleinere Beschleunigung im Kathodenfall erfahren. Wahrscheinlich bewegt sich die hohe Elektronendichte  $n_e$  am Ort der ECR-Zone mit Vergrößerung der SS-Paarung auf die Targetebene zu. In Verbindung mit der in diesem Bereich erhöhten Al-Atomdichte kommt es so zunehmend zur Kühlung der Elektronen.

## Sputterstrom und -spannung

Durch Erhöhung der SS-Paarung wird eine kontinuierliche Steigerung des Sputterstroms  $I_{Mag}$  im MECRIS-Betrieb hervorgerufen (Abb. 6.8). Dies folgt aus der zunehmenden Elektronen- bzw. Plasmadichte in der Quelle (s.o.) und wurde für ein ECR-gestütztes Cu-Sputterplasma ebenfalls von Misina et al. berichtet [104].

Im SS-Bereich 90...135 A ist ein flacher  $I_{Mag}$ -Anstieg von 2,7 A auf 3,1 A zu beobachten ( $p = 0,02$  Pa), welcher sich aus der  $n_e$ -Vergrößerung im Quellenzentrum speist. Im SS-Intervall 135...195 A nimmt  $I_{Mag}$  aufgrund der  $n_e$ -Erhöhung in der Targetregion um knapp 60 % von 2,9 A auf 4,6 A zu ( $p = 0,01$  Pa).

Die größte  $I_{Mag}$ -Steigerung erfolgt unabhängig vom Prozessdruck  $p$  bei dem SS-Übergang von 135 A auf 150 A. Dies wird durch die sich innerhalb der Quelle schließende ECR-Fläche verursacht (Abb. 3.3), woraus eine deutlich effizientere Ladungsträgererzeugung im MECRIS-Plasma resultiert.

Da die SS-Variation bei konstanter Sputterleistung ( $P_{Mag} = 1$  kW) durchgeführt wurde, hat der mit dem SS ansteigende  $I_{Mag}$  ein konträres Verhalten von  $U_{Mag}$  zur Folge. Im SS-Bereich 120...195 A sinkt  $U_{Mag}$  um fast 50 % von 398 V auf 220 V ab ( $p = 0,01$  Pa, Abb. 6.8).

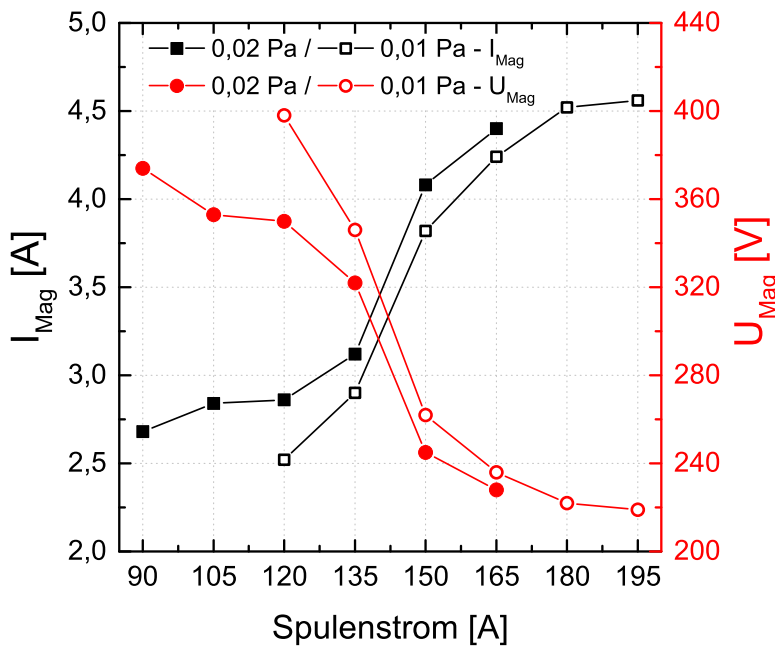


Abbildung 6.8.:  
Sputterstrom  $I_{Mag}$  und  
Sputterspannung  $U_{Mag}$   
des MECRIS-Plasmas in  
Abhängigkeit des Spu-  
lenstroms. Gezeigt ist  
der Strom der Spule auf  
der MW-Einspeiseseite,  
wobei der extraktionssei-  
tige Strom immer 15 A  
niedriger gewählt wurde.  
 $P_{Mag} = P_{\mu} = 1$  kW, Ar.

## 6.2. Aluminium-Atomdichte und -Ionendichte

### Al-Atomdichte

Die anhand der OES bestimmte Al-Atomdichte  $n_{Al}$  des MECRIS-Plasmas kann durch Erhöhung der Sputterleistung  $P_{Mag}$  von 1 kW auf 10 kW linear um ungefähr eine Größenordnung gesteigert werden. Entsprechend der Sichtlinie 20 mm über der Targetoberfläche nimmt  $n_{Al}$  so von ca.  $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf etwa  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  zu. Entlang der Quellendiagonale vergrößert sich  $n_{Al}$  von rund  $1 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. 6.9(a)). Die Diagonalwerte sind im Mittel ungefähr 20 % niedriger als über dem Target. Wahrscheinlich führen die „heißen“ Elektronen im Quellenzentrum (Abschn. 6.1.1) zu überproportionaler Elektronenstoßanregung von Ar-Atomen im Vergleich zu Al-Atomen. Das dadurch zugunsten von Ar verschobene Emissionslinien-Intensitätsverhältnis  $I_{Al}/I_{Ar}$  bewirkt schließlich die Berechnung niedrigerer  $n_{Al}$  nach Gleichung (3.12) auf der Diagonale. Beispielsweise beträgt  $I_{Al}/I_{Ar}$  bei  $P_{Mag} = 1 \text{ kW} / 10 \text{ kW}$  über dem Target 0,036 bzw. 0,291 und auf der Diagonale 0,017 bzw. 0,213.

Die integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  wurde für das MECRIS-Plasma zu rund  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s bei  $P_{Mag} = 1 \text{ kW}$  bestimmt (Anhang E.2).  $R$  nimmt damit im Vergleich zu dem alleinigen Magnetronplasma ähnliche Werte an (Abschn. 5.3.1). Das MECRIS-Plasma zeichnet sich gegenüber dem Magnetronplasma jedoch durch um 2 bis 3 Größenordnungen niedrigere  $n_{Al}$  aus. Dies spricht für eine effiziente Elektronenstoßionisation der Al-Atome im MECRIS-Plasma. Abschätzungen mithilfe der  $n_{Al}$ -Balancegleichung bestätigen den gemessenen Größenordnungsunterschied (Vgl. Gleichung (4.13) und (4.14)).

### Al<sup>+</sup>-Ionendichte

Dem Ansatz von Poluektov et al. [29] folgend, wurde die Al<sup>+</sup>-Ionendichte  $n_{Al^+}$  des MECRIS-Plasmas aus der Differenz der mittels DLS bestimmten Elektronendichte des MECRIS-Plasmas  $n_e(\text{MECRIS})$  und des ECR-Plasmas  $n_e(\text{ECR})$  berechnet

$$n_{Al^+} = n_e(\text{MECRIS}) - n_e(\text{ECR}) = (n_{Ar^+} + n_{Al^+}) - n_{Ar^+} . \quad (6.1)$$

Nach der Quasineutralitätsbedingung des ECR-Plasmas wurde für die Ar<sup>+</sup>-Ionendichte  $n_{Ar^+}$  gesetzt:  $n_{Ar^+} = n_e(\text{ECR})$ .



## 6.2. Aluminium-Atomdichte und -Ionendichte

Es zeigt sich, dass durch Steigerung der Sputterleistung  $P_{Mag} = 2...10$  kW (bei  $P_\mu = 2$  kW) eine kontinuierliche Erhöhung von  $n_{Al^+}$  im Quellenzentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm}) = P^*$  um knapp eine Größenordnung von ca.  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf rund  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  erreicht wird (Abb. 6.9(b)). Dies ist offenbar der in vergleichbarem Maße mit  $P_{Mag}$  anwachsenden Al-Atomdichte  $n_{Al}$  im MECRIS-Plasma geschuldet (s.o.). Das Ionendichteverhältnis  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  nimmt im genannten  $P_{Mag}$ -Bereich ebenfalls stetig zu – von 0,6 auf 5 (Abb. 6.9(b)). Vermutlich kommt dies durch die effektivere Ionisation der Al-Atome zustande, da diese eine geringere Ionisationsenergie als die Ar-Atome aufweisen. Zwischen  $P_{Mag} = 2...4$  kW wird  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  größer als 1. Damit sind laut Berechnung bei  $P^*$  mehr  $Al^+$ -Ionen als  $Ar^+$ -Ionen im Plasma vorhanden.

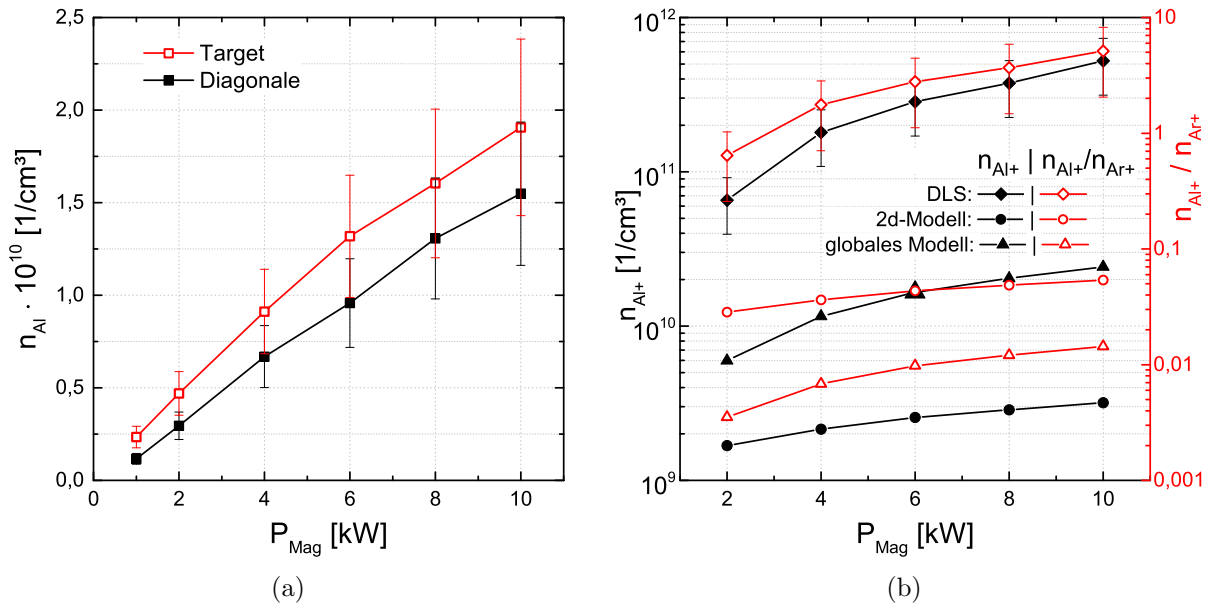


Abbildung 6.9.: Mittels OES bestimmte Aluminium-Atomdichte  $n_{Al}$  des MECRIS-Plasmas (a) sowie die  $Al^+$ -Ionendichte  $n_{Al^+}$  und deren Verhältnis zur  $Ar^+$ -Ionendichte  $n_{Ar^+}$ , ermittelt durch DLS-Messungen (Gleichung (6.1)) und das 2d- sowie globale MECRIS-Plasmapmodell (b) als Funktion der Sputterleistung  $P_{Mag}$ . OES-Sichtlinien: Quellendiagonale und 20 mm über der Targetoberfläche parallel zur Rotationsachse. DLS-Messung im Zentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm})$ .  $P_\mu = 2$  kW, SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02$  Pa, Ar.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

Die anhand der MECRIS-Plasmapodelle ermittelten  $n_{Al+}$  und  $n_{Al+}/n_{Ar+}$  sind ebenso durch eine Zunahme mit  $P_{Mag}$  gekennzeichnet. Das 2d-Modell berechnet im genannten  $P_{Mag}$ -Intervall einen  $n_{Al+}$ - und  $n_{Al+}/n_{Ar+}$ -Anstieg von rund  $1,7 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $3,2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  bzw. von 0,028 auf 0,054. Für das globale Modell ergibt sich entsprechend eine Zunahme von rund  $6 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $2,4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  bzw. von 0,004 auf 0,014 (Abb. 6.9(b)).

In Bezug auf  $n_{Al+}$  weichen die Werte des globalen Modells also um ungefähr eine und die des 2d-Modells um etwa zwei Größenordnungen von den mittels DLS bestimmten Zahlen ab. Diese Diskrepanz resultiert aus den verwendeten Modellvereinfachungen und möglicherweise nicht repräsentativen Wirkungsquerschnitten. Außerdem kommt sie durch die Vernachlässigung des Sekundärelektronenanteils des Magnetronplasmas in Gleichung (6.1) zustande. Da dieser, neben den Elektronen des ECR-Plasmas, über die Quasineutralität ebenfalls einen Beitrag zu  $n_{Ar+}$  leistet, sind die berechneten  $n_{Al+}$  überbewertet. Die im Vergleich zum 2d-Modell um fast eine Größenordnung höheren  $n_{Al+}$  des globalen Modells werden durch die um etwa den selben Betrag größere Elektronendichte hervorgerufen (Abschn. 6.1.2).

Ähnliche Absolutwertunterschiede treten für die jeweils ermittelten Verhältnisse  $n_{Al+}/n_{Ar+}$  auf. Jedoch kehrt sich die Ordnung für das globale und 2d-Modell um, da das globale Modell höhere  $n_{Ar+}$  von gemittelt rund  $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  berechnet als das 2d-Modell mit  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

### 6.3. Plasmaaufnahmen

Die dunkle Region im Zentrum des alleinigen Magnetronplasmas ändert sich im MECRIS-Plasma in ein Gebiet mit intensiver Plasmaemission (Abb. 6.10(a) und 6.10(b) sowie Abschn. 5.2). Diese Änderung wird durch das symmetrisch um die Rotationsachse lokalisierte ECR-Plasma in der Quellenmitte und die dadurch um etwa eine Größenordnung bzw. den Faktor 2 gesteigerte  $n_e$  und  $T_e$  hervorgerufen (Abb. 6.10(c) und Abschn. 6.1.1). Aus den Beobachtungen geht also hervor, dass die räumlichen Emissionsstrukturen des Magnetron- und ECR-Plasmas nahezu voneinander entkoppelt sind.

Aufgrund der Mikrowellenheizung kommt es zur Erhöhung der zu den Magnetfeldlinien senkrechten Geschwindigkeitskomponente  $v_{\perp}$  der Elektronen. Diese können daraufhin den Verlustkegel im Geschwindigkeitsraum verlassen und werden durch die Minimum- $B$ -Struktur in der Quellenmitte eingeschlossen. Innerhalb dieser bewegt sich jedes Elektron entsprechend seines Drehimpulses auf einer bestimmten rotationssymmetrischen, magnetischen Isofläche, wodurch das ECR-Plasma entlang der Rotationsachse eine spindelartige Form annimmt (Abb. 6.11(a), [32]).

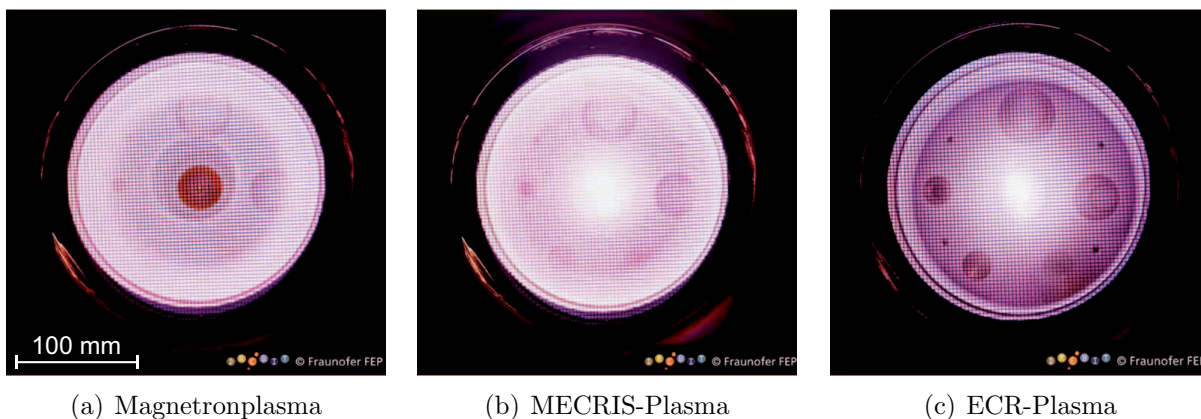


Abbildung 6.10.: Plasmaaufnahmen der Ionenquellenbetriebsmodi in Frontansicht mittels CCD-Kamera.  $P_{Mag} = 300 \text{ W}$ ,  $P_{\mu} = 100 \text{ W}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1 \text{ Pa}$ , Ar. Video: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4929517.1> [113].

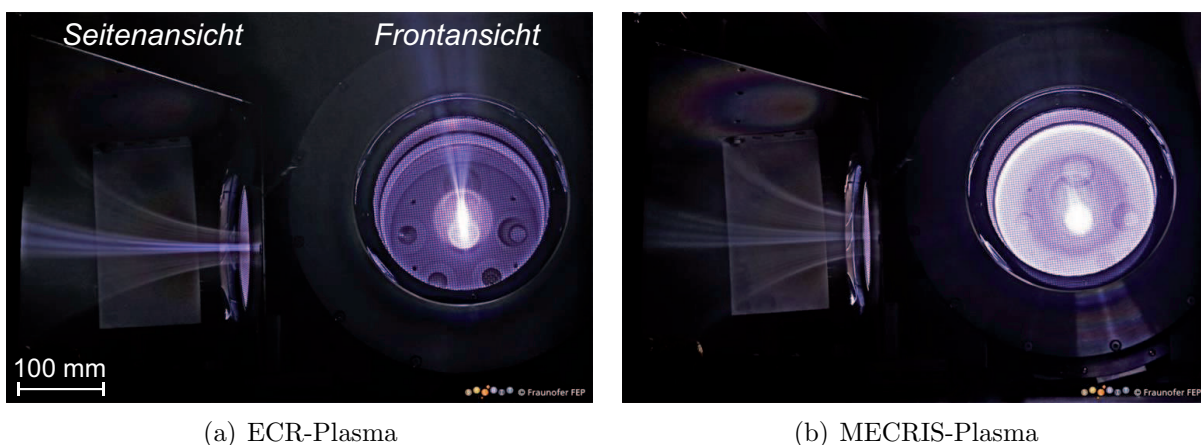


Abbildung 6.11.: Aufnahmen der Frontansicht sowie der Seitenansicht (Spiegel) des ECR- und MECRIS-Plasmas mittels CCD-Kamera.  $P_{Mag} = 500 \text{ W}$ ,  $P_{\mu} = 100 \text{ W}$ , SS-Paarung 100 A / 100 A,  $p = 0,2 \text{ Pa}$ , Ar.

Der axiale magnetische Elektroneneinschluss ist nicht perfekt. Denn die Seitenansicht zeigt, dass Elektronen aus dem Zentrum entlang der Magnetfeldlinien entweichen und das Arbeitgas vor der Quelle zum Leuchten anregen. Im achsennahen Bereich tritt ein intensiver Elektronenstrahl aus der Quelle aus, welcher von einer gegenüber den Randgebieten deutlich verstärkten Emissionsintensität begleitet ist (Abb. 6.11(a)). Dies ist vermutlich der MW-Abstrahlcharakteristik der entlang der Rotationsachse orientierten Stabantenne geschuldet, welche für den Versuchsaufbau zur Plasmafotografie eingesetzt werden musste.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

In Richtung der Achse erfolgt die MW-Ausbreitung parallel zu den Magnetfeldlinien, weshalb die Elektronen auf der Achse keine resonante Energieübertragung aus dem elektrischen Wechselfeld erfahren [32], im Verlustkegel verbleiben und aus der Quelle entweichen.

Das MECRIS-Plasma weist eine vergleichbare Emissionsstruktur vor der Quelle auf (Abb. 6.11(b)). Der Bereich, aus welchem Elektronen aus der Quelle austreten, ist im Vergleich zum ECR-Plasma geringfügig verbreitert. Möglicherweise resultiert dies aus dem zusätzlichen Sekundärelektronenbeitrag des Magnetronplasmas, welcher seinerseits eine spezifische Verlustkegelstruktur überlagert (Abschn. 5.2).

### 6.4. Optisches Emissionsspektrum

Das optische Emissionsspektrum des ECR-Plasmas wird im sichtbaren Bereich von Spektrallinien des angeregten Ar-Atoms (Ar I) oberhalb 700 nm dominiert. Außerdem treten Linien des einfach geladenen  $\text{Ar}^+$ -Ions (Ar II), bei z. B. 435 nm, 461 nm und 488 nm, auf (Abb. 6.12,  $P_\mu = 2 \text{ kW}$ ).

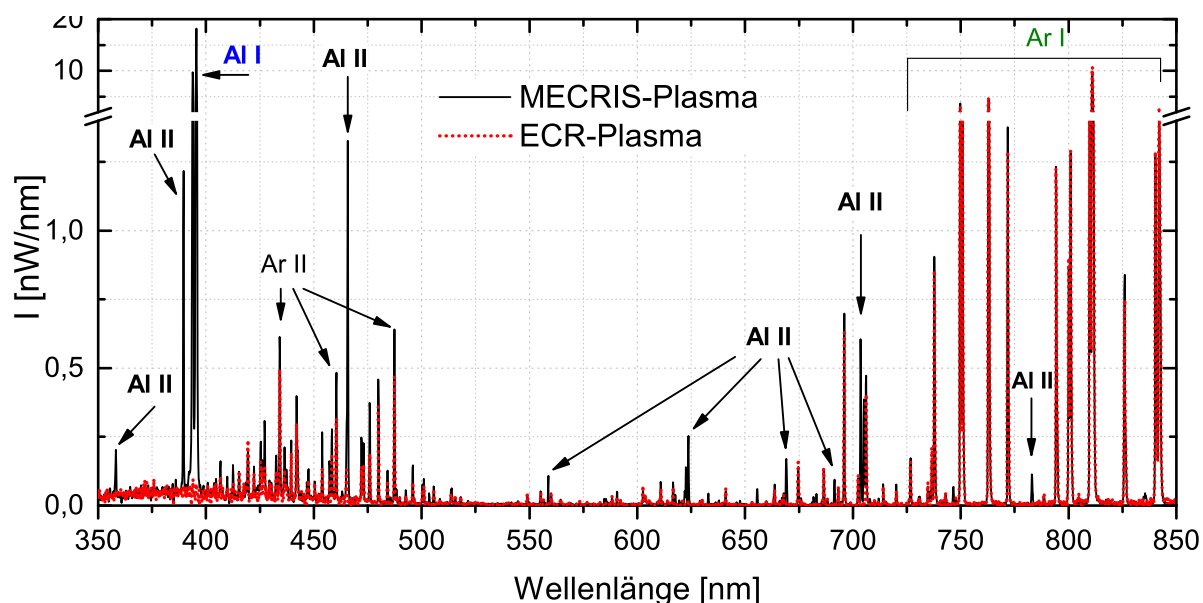


Abbildung 6.12.: Optische Emissionsintensität  $I$  des ECR- und MECRIS-Plasmas in Abhängigkeit der Wellenlänge.  $P_{Mag} = 10 \text{ kW}$ ,  $P_\mu = 2 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , Ar, Sichtlinie: Quellendiagonale.

Die stärksten Emissionslinien des MECRIS-Plasmas liegen bei 394,4 nm sowie 396,2 nm und sind dem angeregten Al-Atom (Al I) zuzuschreiben. Gleichzeitig ist ein hoher Ar I-Anteil oberhalb 700 nm auszumachen. Außerdem zeigt sich ein signifikanter Beitrag des einfach geladenen  $\text{Al}^+$ -Ions (Al II) bei z. B. 358,7 nm, 390,1 nm, 466,3 nm, 622,6 nm, 624,3 nm, 669,6 nm, 704,2 nm und 705,7 nm (Abb. 6.12,  $P_{\text{Mag}} = 10 \text{ kW}$ ,  $P_{\mu} = 2 \text{ kW}$ ). Dieser weist geringere Signalstärken von etwa 1...7 % der Al I-Emissionsintensität auf.

Das Intensitätsverhältnis von Al II bei 390,1 nm und Al I bei 396,2 nm beträgt für  $P_{\text{Mag}} = 10 \text{ kW}$  und  $P_{\mu} = 2 \text{ kW}$  0,067. Dies impliziert, dass der Al-Ionisationsgrad des Plasmas im oberen einstelligen Prozentbereich liegt [29, 114, 115]. Die Abschätzung deckt sich mit den Ergebnissen von Takahashi et al. [24], welche für ein ECR-gestütztes Sputterplasma einen Al-Ionisationsgrad von 10 % berichten.

## 6.5. Zusammenfassung

### 1. Die Elektronendichte $n_e$ des MECRIS-Plasmas...

- ...nimmt im Vergleich zu den Einzelplasmen größere Werte an:
  - Unter Standardbedingungen wird ein  $n_e$ -Maximalwert von  $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS) erreicht. Dieser ist im Vergleich zum ECR- und Magnetronplasma um den Faktor 3 bzw. 20 angehoben. Die hohen  $n_e$  des MECRIS-Plasmas resultieren aus der Überlagerung der Elektronenquellen der Einzelplasmen. Außerdem führt die ECR-Heizung von Sekundärelektronen sowie die Elektronenreflexion durch das negative elektrische Potential des Al-Targets zu einem verbesserten Elektroneneinschluss innerhalb der Minimum- $B$ -Konfiguration.
  - Im Quellenzentrum ist  $n_e$  mit rund  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  um eine Größenordnung gegenüber dem Magnetronplasma gesteigert (DLS). Dies kommt durch das sich symmetrisch um die Rotationsachse ausbildende ECR-Plasma zustande. Es füllt die dunkle Elektronenverlustkegel-Region in der Mitte des Magnetronplasmas auf und ruft ein lichtstarkes Emissionsgebiet an dieser Stelle hervor.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

- ...kann durch Erhöhung von  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$ , SS-Paarung und  $p$  (Anhang E.1) kontinuierlich gesteigert werden. Den größten Einfluss besitzen  $P_{Mag}$  und SS-Paarung.
  - Die maximale  $n_e$  von  $(6,3 \pm 1,3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS) wurde unter größtmöglicher Leistungsumsetzung, mit  $P_{Mag} = 10 \text{ kW}$  und  $P_\mu = 2 \text{ kW}$ , erzielt.
  - Optimale SS-Paarungen sind: 165 A / 180 A und 180 A / 195 A.
- ...überschreitet die Cutoff-Elektronendichte  $n_{e,cutoff}$  im Zentrum der Quelle. Die effektive Energieübertragung der MW ist aufgrund des Skin-Tiefe-Effekts, UHR-Heizung und Bernstein-Wellen dennoch wahrscheinlich. Sie findet außerdem in einem peripheren Gebiet, mit  $n_e \lesssim n_{e,cutoff}$ , nahe der Targetoberfläche statt.

### 2. Das $n_e$ -Profil des MECRIS-Plasmas...

- ...wird von der Lage der ECR-Zone und somit von der Elektronenheizung des ECR-Plasmas bestimmt. In der ECR-Region nimmt  $n_e$  maximale Werte an.
- ...ist abhängig vom axialen magnetischen Spiegelverhältnis  $R_M$ . In Richtung Quellenzentrum nimmt  $n_e$  mit  $R_M$  ab. Die Quellenmitte kennzeichnet das Gebiet des Elektronenverlustkegels, aus welchem Elektronen in axialer Richtung entlang der Magnetfeldlinien aus der Quelle entweichen.

### 3. Die Elektronentemperatur $T_e$ des MECRIS-Plasmas...

- ...nimmt unter Standardbedingungen einen maximalen Wert von  $(11 \pm 2) \text{ eV}$  im Quellenmittelpunkt an (DLS). Dieser ist gegenüber dem Magnetronplasma um rund 7 eV gesteigert. Das macht deutlich, dass eine effektive Energieübertragung der MW vorliegt. Außerdem zeigt dies, dass der axiale magnetische Spiegel im MECRIS Plasma Elektronen mit um etwa 7 eV höheren  $T_e$  zu speichern vermag als im Magnetronplasma. Die Ursache hierfür ist offenbar die gesteigerte Geschwindigkeitskomponente  $v_\perp$  der Elektronen.
- ...ist innerhalb der DLS-Messungenauigkeit unabhängig von den Prozessparametern. Wird  $P_{Mag}$  vergrößert oder die SS-Paarung und  $p$  (Anhang E.1) verringert, so zeigt sich ein Trend in Richtung höherer  $T_e$ .

4. Das  $T_e$ -Profil des MECRIS-Plasmas...

- ...wird vom ECR-Plasma dominiert. Denn es stimmt innerhalb der DLS-Messunsicherheit mit dem  $T_e$ -Profil des ECR-Plasmas überein.
- ...ist abhängig von der Lage der ECR- (Targetregion) und UHR-Zone (Mittelpunkt). In diesen Gebieten werden die höchsten  $T_e$ -Werte erreicht. Die resonante Energieübertragung der MW an das Plasma ist damit direkt nachgewiesen.
- ...zeigt ein von der Minimum- $B$ -Konfiguration abhängiges Verhalten. In Richtung Quellenzentrum nimmt  $T_e$  stetig von ca. 5 eV bis auf den Maximalwert zu. Denn im Zentrum werden die Elektronen effektiver geheizt, da sie im magnetischen Spiegel zwischen zwei ECR-Zonen pendeln.

5. Der Sputterstrom  $I_{Mag}$  wird durch Steigerung von  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$ , SS-Paarung und  $p$  (Anhang E.1) kontinuierlich erhöht. Dessen Verhalten korreliert direkt mit  $n_e$ . Er kann daher als indirekte Messgröße für die Plasmadichte in der Quelle angesehen werden.

6. Mittels OES bestimmte  $n_e$  des MECRIS-Plasmas weichen je nach Sichtlinie um eine bis zwei Größenordnungen nach oben von den DLS-Werten ab. Die OES bestätigt den anhand der DLS gefundenen  $n_e$ -Anstieg mit  $P_\mu$ .

7. Mit Werten zwischen 6...16 eV führt die OES auf eine zur DLS-Messung vergleichbare  $T_e$ -Größenordnung. Im Gegensatz zur DLS wurde eine kontinuierliche  $T_e$ -Erhöhung mit  $P_\mu$  – also die Elektronenheizung durch Steigerung der elektrischen Feldstärke der MW – nachgewiesen. Wahrscheinlich resultiert dies aus einer höheren Sensitivität der OES gegenüber der Bulktemperatur der Elektronenpopulation des Plasmas.

8. Die anhand der OES ermittelte Al-Atomdichte  $n_{Al}$  des MECRIS-Plasmas kann durch Vergrößerung von  $P_{Mag} = 1...10$  kW linear um ungefähr eine Größenordnung auf  $(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  gesteigert werden.

- Das in die Quelle integrierte Zylindermagnetron erweist sich damit als leistungsstarke Metallatomquelle.
- Im Vergleich zum alleinigen Magnetronplasma wurden im MECRIS-Plasma um zwei bis drei Größenordnungen niedrigere  $n_{Al}$  festgestellt. Daher kann auf eine effiziente Produktion von  $\text{Al}^+$ -Ionen im MECRIS-Plasma geschlossen werden.

## 6. Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

9. Die  $\text{Al}^+$ -Ionendichte  $n_{\text{Al}^+}$  des MECRIS-Plasmas....
  - ...nimmt ebenfalls linear mit  $P_{\text{Mag}}$  zu und erreicht bei  $P_{\text{Mag}} = 10 \text{ kW}$  und  $P_{\mu} = 2 \text{ kW}$  einen Maximalwert von  $(5,2 \pm 2,1) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS).
  - ...ist ab  $P_{\text{Mag}} > 2 \text{ kW}$  im Zentrum höher als die  $\text{Ar}^+$ -Ionendichte  $n_{\text{Ar}^+}$ . Das Verhältnis  $n_{\text{Al}^+}/n_{\text{Ar}^+}$  nimmt kontinuierlich mit  $P_{\text{Mag}}$  auf maximal 5 zu.
10. Das optische Emissionsspektrum des MECRIS-Plasmas zeigt einen signifikanten  $\text{Al}^+$ -Ionenanteil. Der aus dem Spektrum abgeschätzte Al-Ionisationsgrad des Plasmas liegt im 5...10 %-Bereich.
11. Das 2d-MECRIS-Plasmamodell...
  - ...berechnet ein  $n_e$ -Profil, welches in Richtung Zentrum bis zur Position der ECR-Zone, in Bezug auf den Verlauf und die Absolutwerte, hinreichend mit der DLS-Messung übereinstimmt. Die  $n_e$ -Abnahme mit  $R_M$  in der Quellenmitte kann jedoch nicht simuliert werden, da das Modell den magnetischen Spiegelschluss der Elektronen nicht berücksichtigt.
  - ...führt auf ein zur DLS-Messung vergleichbares  $T_e$ -Profil, welches sich ebenfalls durch nach innen ansteigende  $T_e$  auszeichnet. Der  $T_e$ -Maximalwert beträgt 11,87 eV. Er stimmt innerhalb der Messunsicherheit mit dem der DLS-Messung überein. Der  $T_e$ -Anstieg fällt jedoch flacher aus, da  $n_e$  in der Quellenmitte nicht abnimmt und die UHR-Heizung der Elektronen nicht implementiert ist.
  - ...liefert dieselben Prozessparameterabhängigkeiten für  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $n_{\text{Al}^+}$  und  $n_{\text{Al}^+}/n_{\text{Ar}^+}$  wie die DLS-Messung. Bis auf  $T_e$  wird jedoch eine Absolutwertabweichung von bis zu einer halben / zwei / einer Größenordnung(en) deutlich.
12. Durch das globale MECRIS-Plasmamodell...
  - ...werden dieselben Prozessparameterabhängigkeiten für  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $n_{\text{Al}^+}$  und  $n_{\text{Al}^+}/n_{\text{Ar}^+}$  berechnet (Tab. 4.2) wie für das 2d-Modell und die DLS-Messung.
  - ...kalkulierte  $n_e$  und  $n_{\text{Al}^+}$  sind im Vergleich zum 2d-Modell um ungefähr eine Größenordnung erhöht.
  - ...bestimmte  $n_e$  und  $T_e$  liegen im Bereich der OES-Werte. Das über das Quellenvolumen mittelnde Modell spiegelt also den über eine Sichtlinie mittelnden Charakter der OES wieder.



## 7. Ionenextraktionsstrom

Die Charakterisierung der MECRIS bezüglich der extrahierbaren  $\text{Al}^+$ - und  $\text{Ar}^+$ -Ionenströme  $I_{\text{Al}^+}$  bzw.  $I_{\text{Ar}^+}$  sowie des integralen Ionenstroms  $I_{\text{int}}$  wurde unter Verwendung folgender Standardprozessparameter durchgeführt: Mikrowellenleistung  $P_\mu = 0,5 \text{ kW}$ , Sputterleistung  $P_{\text{Mag}} = 5 \text{ kW}$ , Spulenstrom (SS)-Paarung  $165 \text{ A} / 180 \text{ A}$ , Prozessdruck  $p = 0,004 \text{ Pa}$ , Arbeitsgas Argon, Extraktionsspannung  $U_{\text{ex}} = 20 \text{ kV}$ . Zu beantworten galt:

- Inwiefern lässt sich  $I_{\text{Al}^+}$  durch die Prozessparameter steigern? Welche Prozessparameter nehmen den größten Einfluss auf  $I_{\text{Al}^+}$ ?
- Kann mit dem Arbeitsgas Neon ein größerer  $I_{\text{Al}^+}$  erreicht werden als mit Argon?
- Liefert die MECRIS einen  $I_{\text{Al}^+}$  im dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich? Wie hoch ist der maximal extrahierbare  $I_{\text{Al}^+}$ ? Bei welcher Prozessparameterkonfiguration wird er erreicht?
- Ist der im MECRIS-Modus erzeugte  $I_{\text{Al}^+}$  höher als im Magnetron-Modus und das vorgestellte Metallionen-Quellenkonzept somit erfolgreich realisiert?
- Welches Verhältnis  $I_{\text{Al}^+}/I_{\text{Ar}^+}$  wird beobachtet und wie kann es durch die Prozessparameter gesteigert werden? Existiert ein MECRIS-Prozessregime, für welches gilt:  $I_{\text{Al}^+} > I_{\text{Ar}^+}$ ?
- Wie hoch ist der Blindstrom  $I_{\text{blind}}$  – und damit der Ionenverlust – über die Elektroden der Ionenextraktionseinheit? Welches Verhalten zeigt  $I_{\text{blind}}$  in Abhängigkeit der Prozessparameter?
- Lassen sich aus den Testergebnissen konstruktive Verbesserungsmaßnahmen für die Extraktionseinheit ableiten, welche zur Steigerung von  $I_{\text{Al}^+}$  führen?

## 7.1. Wirkung der Spulenmagnetfeldstärke

Stabile Ionenextraktionsverhältnisse wurden für den SS-Paarungsbereich 90 A / 105 A bis 180 A / 195 A (Ionenextraktionsseite / MW-Einspeiseseite) erreicht. Im Folgenden wird lediglich der SS der einspeiseseitigen Spule genannt. Der extraktionsseitige SS wurde immer um 15 A niedriger gesetzt.

### Integraler Ionenextraktionsstrom

Im MECRIS-Modus (entspricht dem MECRIS-Plasma) ist eine stetige  $I_{int}$ -Zunahme von  $167\,\mu\text{A}$  auf  $265\,\mu\text{A}$  zu beobachten, wenn der SS von 105 A auf 180 A gesteigert wird (Abb. 7.1(a)). Dieses Verhalten resultiert aus...

1. ...der mit dem SS anwachsenden Plasmadichte (Kap. 6).
2. ...dem mit dem SS absinkenden axialen magnetischen Spiegelverhältnis  $R_M$  (Kap. 5).  
Wahrscheinlich verringert sich deshalb die Ioneneinschlusszeit  $\tau_I$  im Plasma [32], wodurch nach Gleichung (4.15) größere  $I_{int}$  erzeugt werden.

Durch die SS-Erhöhung von 180 A auf 195 A nimmt  $I_{int}$  auf  $219\,\mu\text{A}$  ab. Die Abnahme korreliert mit der Verdoppelung des Blindstroms  $I_{blind}$  der Linsenelektrode von etwa 0,6 mA auf 1,3 mA (Abb. 7.1(b)). Das bedeutet, dass bei 195 A höhere Ionenverluste an der Linsenelektrode hervorgerufen werden, welche in niedrigeren  $I_{int}$  resultieren. Die Ursachen für den Blindstromanstieg können sein:

- Durch die mit dem SS ansteigende Elektronendichte  $n_e$  kommt es zur Ausbildung eines konvexen Plasmameniskus und somit divergenten Ionenstrahls, welcher auf die Linse trifft.
- Durch die mit dem SS ansteigende  $n_e$  nimmt die Dichte des extrahierten Ionenstrahls zu. Da sich dadurch dessen positive Raumladung erhöht, hat dies die Aufweitung des Ionenstrahls zur Folge.
- Aufgrund der vergrößerten Magnetfeldstärke im Extraktionsbereich erhöht sich der Durchmesser des Ionenstrahls (s. Plasmaaufnahmen Kap. 5).
- Die auf die ungekühlte Linsenelektrode treffenden Ionen setzen durch Sputtern und Aufheizen sekundäre und thermische Elektronen frei, welche zu dem gemessenen Blindstrom beitragen.

### 7.1. Wirkung der Spulenmagnetfeldstärke

Aufgrund der über eine Größenordnung kleineren Plasmadichte werden aus dem alleinigen Magnetronplasma (Magnetron-Modus) um grob  $50 \mu\text{A}$  niedrigere  $I_{int}$  extrahiert. Im Vergleich zum MECRIS-Modus weist  $I_{int}$  eine ähnliche SS-Abhängigkeit auf. Zunächst nimmt  $I_{int}$  von  $131 \mu\text{A}$  auf  $167 \mu\text{A}$  mit dem SS zu und geht ab  $150 \text{ A}$  SS in Sättigung (Abb. 7.1(a)). Das Sättigungsverhalten kommt möglicherweise durch zwei gegenläufige Effekte zustande: Die im Magnetron-Modus ab  $150 \text{ A}$  SS abnehmende  $n_e$  (Kap. 6) hat einen sinkenden  $I_{int}$  zur Folge. Mit zunehmendem SS verringert sich jedoch  $\tau_I$ , wodurch  $I_{int}$  steigt. Ab  $180 \text{ A}$  SS erfolgt – wie im MECRIS-Modus – eine Verdoppelung des Linsenblindstroms von etwa  $0,5 \text{ mA}$  auf  $1,2 \text{ mA}$ , welche mit einer  $I_{int}$ -Abnahme auf  $131 \mu\text{A}$  einhergeht (Abb. 7.1(b)).

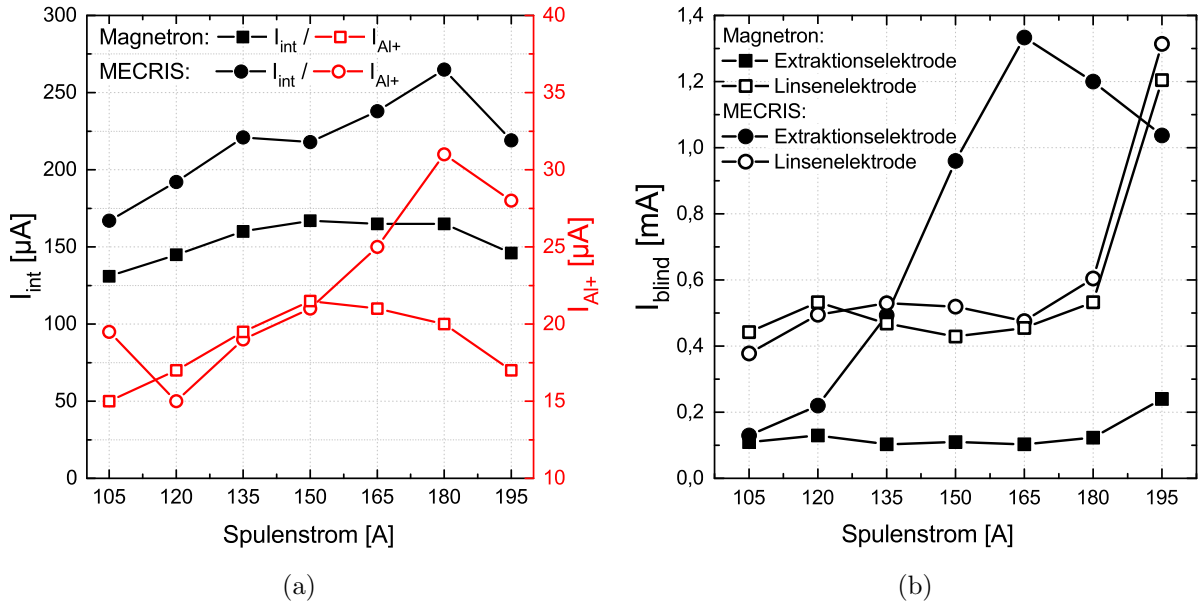


Abbildung 7.1.: Einfluss des Spulenstroms bzw. der Spulenmagnetfeldstärke auf den integralen und den  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{int}$  bzw.  $I_{Al^+}$  (a) sowie auf den Extraktions- und Linsen-Elektrodenblindstrom  $I_{blind}$  (b) im MECRIS- und Magnetron-Betrieb. Gezeigt ist der Strom der Spule auf der MW-Einspeiseseite, wobei der extraktionsseitige Strom immer  $15 \text{ A}$  niedriger gewählt wurde.  $P_{Mag} = 4 \text{ kW}$ ,  $P_\mu = 0,5 \text{ kW}$ ,  $p = 0,004 \text{ Pa}$ ,  $\text{Ar}$ ,  $U_{ex} = 20 \text{ kV}$ ,  $U_1 = -0,5 \text{ kV}$ ,  $d_A = 5 \text{ mm}$ ,  $d = 18 \text{ mm}$ .

## 7. Ionenextraktionsstrom

### **Al<sup>+</sup>-Ionenextraktionsstrom**

Der in Abhängigkeit des SS aus der Quelle extrahierte Al<sup>+</sup>-Ionenstrom  $I_{Al^+}$  folgt dem  $I_{int}$ -Verhalten und nimmt um eine Größenordnung niedrigere Werte im zweistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich an.

Im MECRIS-Modus steigt  $I_{Al^+}$  in dem SS-Bereich 120...180 A linear von  $15\ \mu\text{A}$  auf  $31\ \mu\text{A}$  an und sinkt danach auf  $28\ \mu\text{A}$  ab. Der Magnetron-Modus liefert bis zu 150 A SS einen zum MECRIS-Modus vergleichbaren  $I_{Al^+}$ -Absolutwert und -Anstieg auf  $21,5\ \mu\text{A}$ . Anschließend sättigt  $I_{Al^+}$  und nimmt bei 195 A SS auf  $17\ \mu\text{A}$  ab (Abb. 7.1(a)).

Ab 165 A SS wird im MECRIS-Modus somit ein größerer  $I_{Al^+}$  erreicht als im Magnetron-Modus. Das angestrebte Ionenquellenkonzept der Al<sup>+</sup>-Ionendichtesteigerung eines Magnetron-Sputterplasmas mithilfe eines ECR-Plasmas konnte somit erfolgreich umgesetzt werden. Für 180 A SS wird die  $I_{Al^+}$ -Steigerung gegenüber dem Magnetron-Modus mit 55 % maximal. Untersuchungen zur Elektronendichte  $n_e$  des MECRIS-Plasmas führten ebenfalls auf einen optimalen SS von 180 A (Kap. 6).

Gegenüber dem Magnetronplasma besitzt das MECRIS-Plasma folgende Besonderheiten, welche einen höheren  $I_{Al^+}$  sowie dessen Zunahme mit dem SS ermöglichen können (Kap. 5 und 6):

1. Eine um eine Größenordnung höhere Plasmadichte.
2. Mit zunehmendem SS steigt die Plasmadichte.
3. Durch die um maximal 7 eV größere Elektronentemperatur  $T_e$  nimmt der Wirkungsquerschnitt für die Ionisation der Al-Atome durch Elektronenstoß zu.
4. Durch die Steigerung des SS wandert die ECR-Fläche – und damit der Ort maximaler  $n_e$  – in die Targetebene. Dort herrscht eine größere Dichte von Al-Atomen. Diese weisen gegenüber Ar zudem eine niedrigere Ionisationsenergie auf. Die Rate von Elektronenstoßionisationsprozessen wird dadurch erhöht. Das Anwachsen der Ionendichte bzw. der extrahierten Ionenströme der gesputterten Spezies durch Annäherung der ECR-Zone an das Target, wurde für ECR-gestützte Sputterplasmen von verschiedenen Arbeitsgruppen bestätigt [19–21, 29].
5. Durch die SS-Vergrößerung wird ein kontinuierlicher Anstieg des Sputterstroms  $I_{Mag}$  und somit wahrscheinlich eine stetige Zunahme der Al-Atomeinspeiserate  $R$  hervorgerufen.

1. und 2. haben im MECRIS-Modus offenbar einen zunehmend konvex gekrümmten Plasmeniskus und damit eine vergrößerte Strahldivergenz zur Folge. Dadurch erhöht sich der Ionenverlust auf die Extraktionselektrode, welcher sich durch einen kontinuierlichen  $I_{blind}$ -Anstieg von ungefähr 0,1 mA auf 1,3 mA im SS-Bereich 105...165 A bemerkbar macht (Abb. 7.1(b)). Eine durch beispielsweise größere Elektrodendurchmesser<sup>1</sup> verbesserte und damit auf die hohe Plasmadichte angepasste Strahlführung würde den Blindstromanstieg wahrscheinlich verhindern. Sie könnte über den gesamten untersuchten SS-Bereich höhere  $I_{Al^+}$  im MECRIS-Modus als im Magnetron-Modus ermöglichen.

## 7.2. Massenseparierte Ladungszustandsspektren

Aus massenseparierten Ladungszustandsspektren des extrahierten Ionenstroms geht hervor, dass die MECRIS hauptsächlich einfach geladene Ionen erzeugt.

### ECR-Modus

Für das alleinige ECR-Plasma (ECR-Modus) liefern einfach geladene  $Ar^+$ -Ionen mit  $I_{Ar^+} = 56 \mu A$  bei 150 A SS bzw.  $79 \mu A$  bei 180 A SS den stärksten Beitrag zum extrahierten Ionenstrom. Zusätzlich kann ein niedriger Anteil zweifach geladener  $Ar^{2+}$ -Ionen mit einem Strom von  $4 \mu A$  bzw.  $6 \mu A$  nachgewiesen werden (Abb. 7.2).

### Magnetron-Modus

Im Magnetron-Modus repräsentieren die  $Ar^+$ -Ionen mit  $I_{Ar^+} = 44 \mu A$  bei 150 A und 180 A SS ebenfalls die häufigste Ionenspezies. Außerdem ist eine geringe Fraktion von  $Ar^{2+}$ -Ionen mit einem Extraktionsstrom von  $2 \mu A$  detektierbar. Neben dieser wird ein hoher Anteil einfach geladener  $Al^+$ -Ionen mit  $I_{Al^+} = 29 \mu A / 23 \mu A$  bei 150 A bzw. 180 A SS aus der Quelle extrahiert (Abb. 7.2). Das Verhältnis  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  beträgt damit 0,66 bzw. 0,52. Der hohe  $I_{Al^+}$ -Beitrag kommt durch den effektiven Elektroneneinschluss mithilfe der Minimum- $B$ -Konfiguration und die damit verbundene Plasmadichtesteigerung zustande (Kap. 5). Ohne die Minimum- $B$ -Struktur – also ohne Spulenmagnetfeld – werden im Magnetron-Modus lediglich  $I_{Al^+}$  im niedrigen einstelligen  $\mu A$ -Bereich extrahiert. Hierfür musste bei einem deutlich höheren Prozessdruck  $p$  von 0,1 Pa gearbeitet werden, um die Elektronenverluste auszugleichen. Jedoch führte dieser zu Überschlügen zwischen Plasma- und Extraktionselektrode, wodurch ein stabiler Betrieb ohne Minimum- $B$ -Konfiguration nicht möglich war.

---

<sup>1</sup>Dies bedingt die Nachführung der Elektrodenpotentiale.

## 7. Ionenextraktionsstrom

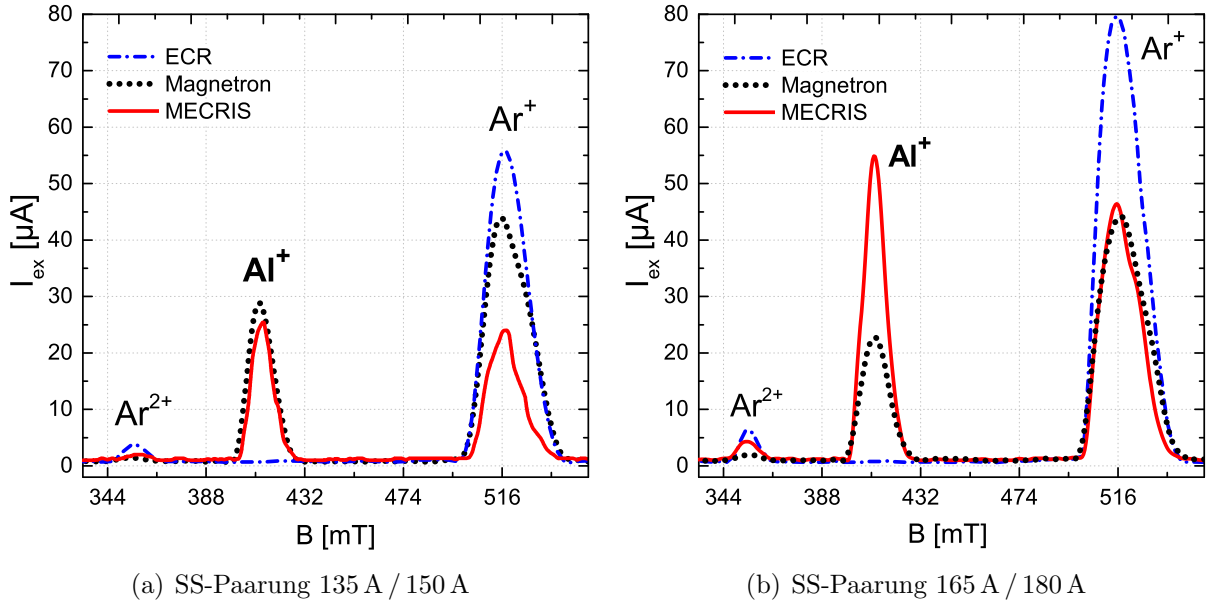


Abbildung 7.2.: Massenseparierter, Ladungszustand-spezifischer Ionenextraktionsstrom  $I_{ex}$  als Funktion der magnetischen Flussdichte  $B$  des Analyse magneten. Vergleich der Betriebsmodi ECR, Magnetron und MECRIS.  $P_{Mag} = 5$  kW,  $P_{\mu} = 0,5$  kW,  $p = 0,004$  Pa, Ar,  $U_{ex} = 20$  kV,  $U_1 = -0,5$  kV,  $d_A = 5$  mm,  $d = 13$  mm.

### MECRIS-Modus

Im MECRIS-Modus können bei 150 A SS annähernd gleich große  $I_{Al^{+}}$  und  $I_{Ar^{+}}$  mit  $26 \mu A$  und  $24 \mu A$  aus der Ionenquelle extrahiert werden (Abb. 7.2(a)). Verglichen mit dem Magnetron-Modus, erhöht sich das Verhältnis  $I_{Al^{+}}/I_{Ar^{+}}$  auf rund 1,1 und verschiebt sich so zugunsten von Aluminium. Mögliche Ursachen hierfür sind:

1. Aufgrund des niedrigeren Ionisationspotentials der Al-Atome gegenüber den Ar-Atomen erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für deren Ionisation durch Stöße mit ECR-geheizten Elektronen.
2. Durch die höhere  $T_e$  des MECRIS-Plasmas kommt es möglicherweise zu einem überproportionalen Anstieg des Wirkungsquerschnitts für Elektronenstoßionisation der Al-Atome gegenüber den Ar-Atomen.
3. Die ECR-Zone ist etwa 10 mm über der Targetoberfläche lokalisiert. In Kombination mit hohen  $n_{Al}$  und  $n_e$  ist die  $Al^{+}$ -Ionenproduktion an dieser Stelle besonders effektiv [20, 22, 59].

## 7.2. Massenseparierte Ladungszustandsspektren

4. Der Gasverdünnungseffekt (Kap. 5) trägt durch Steigerung des  $n_{Al}/n_{Ar}$ -Atomdichteverhältnisses am Ort der ECR-Zone ebenfalls zu einer Vergrößerung von  $I_{Al+}/I_{Ar+}$  bei. Rossnagel [65, 103] ermittelte für ein Al-Magnetron-Sputterplasma eine relative Ar-Gasdichtereduktion von etwa 50 %.

Für 180 A SS liefert  $I_{Al+}$  mit  $55 \mu A$  den stärksten Beitrag zum gemessenen Extraktionsstrom im MECRIS-Modus, während  $I_{Ar+}$  mit  $46 \mu A$  den geringeren Anteil stellt (Abb. 7.2(b)).  $I_{Al+}$  ist somit um etwa 140 % höher als im Magnetron-Modus. Das Verhältnis  $I_{Al+}/I_{Ar+}$  nimmt im Vergleich zu 150 A SS auf 1,2 zu. Die Untersuchungen zeigen somit, dass für SS > 150 A ein MECRIS-Prozessfenster existiert, in welchem ein größerer  $I_{Al+}$  als  $I_{Ar+}$ , und demnach eine höhere  $Al^{+}$ - als  $Ar^{+}$ -Ionendichte, erzeugt werden kann. Die Zunahme von  $I_{Al+}/I_{Ar+}$  mit dem SS ist wahrscheinlich zurückzuführen auf (Kap. 6) ...

- ...die anwachsende Plasmadichte in Kombination mit den o.g. Ursachen 1 bis 4.
- ...die Verlagerung der ECR-Fläche in Richtung Targetebene und damit in das Gebiet höherer  $n_{Al}$  mit niedrigem Ionisationspotential.
- ...abnehmende  $T_e$ . Dies könnte einen verminderten Wirkungsquerschnitt für die  $Ar^{+}$ -Ionenproduktion durch Elektronenstoß zur Folge haben, während der Querschnitt im Fall von Al nicht oder geringfügiger abnimmt.
- ...die kontinuierlich mit dem Sputterstrom  $I_{Mag}$  ansteigende Al-Atomeinspeiserate  $R$ .

Im MECRIS-Modus ist außerdem ein geringer  $Ar^{2+}$ -Ionenstromanteil mit  $2 \mu A$  und  $5 \mu A$  bei 150 A bzw. 180 A SS identifizierbar (Abb. 7.2). Der  $Ar^{2+}$ -Beitrag ist damit kleiner als im ECR-Modus. Denn dieser besitzt keine Al-Atomkomponente mit niedrigem Ionisationspotential. Gegenüber dem Magnetron-Modus ist der  $Ar^{2+}$ -Ionenstrom erhöht. Offenbar resultiert dies aus den größeren  $n_e$  und  $T_e$  des MECRIS-Plasmas.

### 7.3. Einfluss der Extraktionsspannung

Durch Erhöhung der Extraktionsspannung  $U_{ex}$  von 5...30 kV können  $I_{int}$  und  $I_{Al^+}$  kontinuierlich gesteigert werden. Sie folgen dabei dem Child-Langmuir-Gesetz nach Gleichung (2.19). Das bedeutet, dass der Ionenextraktionsstrom im zur Verfügung stehenden  $U_{ex}$ -Bereich nicht durch die Ionenproduktion im Plasma begrenzt ist. Die Vergrößerung von  $U_{ex}$  über 30 kV müsste demnach eine weitere  $I_{int}$ - und  $I_{Al^+}$ -Zunahme ermöglichen.

Für die SS-Paarung 135 A / 150 A sowie  $P_{Mag} = 5$  kW,  $P_\mu = 0,6$  kW und den Elektrodenabstand  $d = 13$  mm erhöht sich  $I_{int}$  und  $I_{Al^+}$  mit  $U_{ex}$  von  $19 \mu\text{A}$  auf  $408 \mu\text{A}$  bzw. von  $5 \mu\text{A}$  auf  $37 \mu\text{A}$  (Abb. 7.3). Bezogen auf die Extraktionsfläche der Plasmaelektrode  $A_{ex} = \pi \cdot (d_A/2)^2 = \pi \cdot (0,5 \text{ cm}/2)^2 \approx 0,2 \text{ cm}^2$  ergibt sich eine maximale  $\text{Al}^+$ -Ionenstromdichte von  $185 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ .

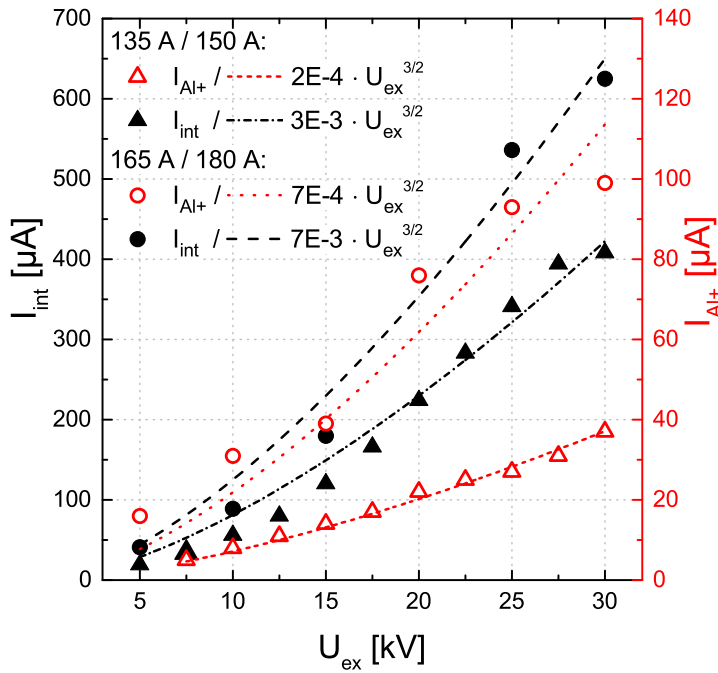


Abbildung 7.3.:

Integraler und  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{int}$  und  $I_{Al^+}$  in Abhängigkeit der Extraktionsspannung  $U_{ex}$ . Fit:  $I_{ex} = C \cdot U_{ex}^{3/2}$  nach Child-Langmuir (Gleichung (2.19)).  $P_{Mag} = 5$  kW,  $p = 0,004$  Pa, Ar,  $U_1 = -0,5$  kV. SS-Paarung 135 A / 150 A:  $P_\mu = 0,6$  kW,  $d_A = 5$  mm,  $d = 13$  mm. SS-Paarung 165 A / 180 A:  $P_\mu = 0,5$  kW,  $d_A = 8$  mm,  $d = 18$  mm.

Mit der SS-Paarung 165 A / 180 A,  $P_{Mag} = 5$  kW,  $P_\mu = 0,5$  kW,  $d = 18$  mm und  $A_{ex} \approx 0,5 \text{ cm}^2$  ( $d_A = 0,8$  cm) wurden höhere Werte erzielt. Hier steigert sich  $I_{int}$  und  $I_{Al^+}$  mit  $U_{ex}$  von  $41 \mu\text{A}$  auf  $625 \mu\text{A}$  bzw. von  $16 \mu\text{A}$  auf  $99 \mu\text{A}$  (Abb. 7.3). Es ergibt sich eine maximale  $\text{Al}^+$ -Ionenstromdichte von  $198 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ .



## 7.4. Variation der Mikrowellenleistung

Die Steigerung der Mikrowellenleistung  $P_\mu$  von 0,3...0,8 kW führt zu einer Erhöhung des integralen Ionenextraktionsstroms  $I_{int}$  von  $294 \mu\text{A}$  auf maximal  $320 \mu\text{A}$ . Ab  $P_\mu \geq 0,8 \text{ kW}$  kommt es zur Sättigung und es wird keine weitere  $I_{int}$ -Vergrößerung erreicht (Abb. 7.4). Diese Abhängigkeit resultiert aus der ebenfalls mit  $P_\mu$  ansteigenden und sättigenden Plasmadichte, welche mit der DLS bestimmt wurde (Kap. 6). Ein mit  $P_\mu$  zunehmender Ionenstrom wurde für ein ECR-gestütztes Al-Sputterplasma auch von Poluektov et al. [29] nachgewiesen.

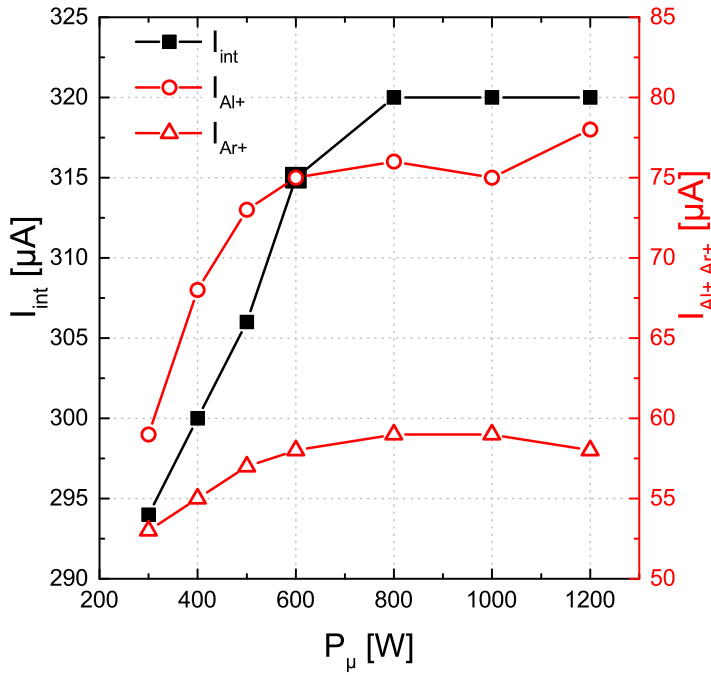


Abbildung 7.4.:

Integraler sowie  $\text{Al}^+$ - und  $\text{Ar}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{int}$ ,  $I_{Al^+}$  und  $I_{Ar^+}$  in Abhängigkeit der Mikrowellenleistung  $P_\mu$ .  $P_{Mag} = 7 \text{ kW}$ , SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004 \text{ Pa}$ , Ar,  $U_{ex} = 20 \text{ kV}$ ,  $U_1 = -5 \text{ kV}$ ,  $d_A = 8 \text{ mm}$ ,  $d = 13 \text{ mm}$ .

Der  $\text{Al}^+$ - sowie  $\text{Ar}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al^+}$  bzw.  $I_{Ar^+}$  folgt dem  $I_{int}$ -Verhalten. Während  $I_{Al^+}$  um 27 % von  $59 \mu\text{A}$  auf rund  $75 \mu\text{A}$  mit  $P_\mu$  zunimmt, findet der  $I_{Ar^+}$ -Zuwachs von 11 % bei niedrigeren Werten von  $53 \mu\text{A}$  auf ungefähr  $59 \mu\text{A}$  statt (Abb. 7.4). Das Verhältnis  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  erhöht sich mit  $P_\mu$  dadurch von rund 1,1 auf 1,3. Der größere  $I_{Al^+}$ -Anstieg ist auf die niedrigere Ionisationsenergie der Al-Atome gegenüber den Ar-Atomen zurückzuführen. Die mit  $P_\mu$  anwachsende  $T_e$  (OES, Kap. 6) könnte zudem eine überproportionale Steigerung des Wirkungsquerschnitts für die Elektronenstoßionisation von Al im Vergleich zu Ar zur Folge haben.

## 7.5. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitgas

### Vergleich Magnetron- und MECRIS-Modus

Im Magnetron-Modus kann der  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Al}^+}$  unter Standardbedingungen kontinuierlich von  $10\ \mu\text{A}$  auf  $43\ \mu\text{A}$  um den Faktor 4 gesteigert werden, wenn die Sputterleistung  $P_{\text{Mag}}$  von  $0,8\ \text{kW}$  auf  $8\ \text{kW}$  erhöht wird (Abb. 7.5(a), Ar). Dieses Verhalten kommt durch die mit  $P_{\text{Mag}}$  zunehmende Elektronendichte  $n_e$  und Al-Atomeinspeiserate  $R$  bzw. Al-Atomdichte  $n_{\text{Al}}$  zustande (Kap. 5). Der  $\text{Ar}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Ar}^+}$  nimmt im Bereich  $P_{\text{Mag}} = 0,8 \dots 4\ \text{kW}$  von  $88\ \mu\text{A}$  auf  $50\ \mu\text{A}$  ab und steigt danach bis  $P_{\text{Mag}} = 8\ \text{kW}$  auf  $78\ \mu\text{A}$  an (Abb. 7.5(a)). Wahrscheinlich resultiert dies aus einer bis  $P_{\text{Mag}} = 4\ \text{kW}$  sinkenden und danach anwachsenden Elektronentemperatur  $T_e$ . Möglicherweise führen die eingespeisten Al-Atome, aufgrund des niedrigen Ionisationspotentials und der dadurch zunehmenden Rate von Elektronenstoßionisationsprozessen, zunächst zur „Kühlung“ der Elektronen [28, 110, 111]. Die Kühlung wird ab  $4\ \text{kW}$  vermutlich durch den  $T_e$  steigernden Gasverdünnungseffekt (Kap. 5, [65, 103]) und die sich stetig vergrößernde  $n_e$  kompensiert. Das Verhältnis  $I_{\text{Al}^+}/I_{\text{Ar}^+}$  erhöht sich mit  $P_{\text{Mag}} = 0,8 \dots 8\ \text{kW}$  von 0,1 auf 0,6. Es ist für den Magnetron-Modus somit stets kleiner als 1 (Abb. 7.5(a)).

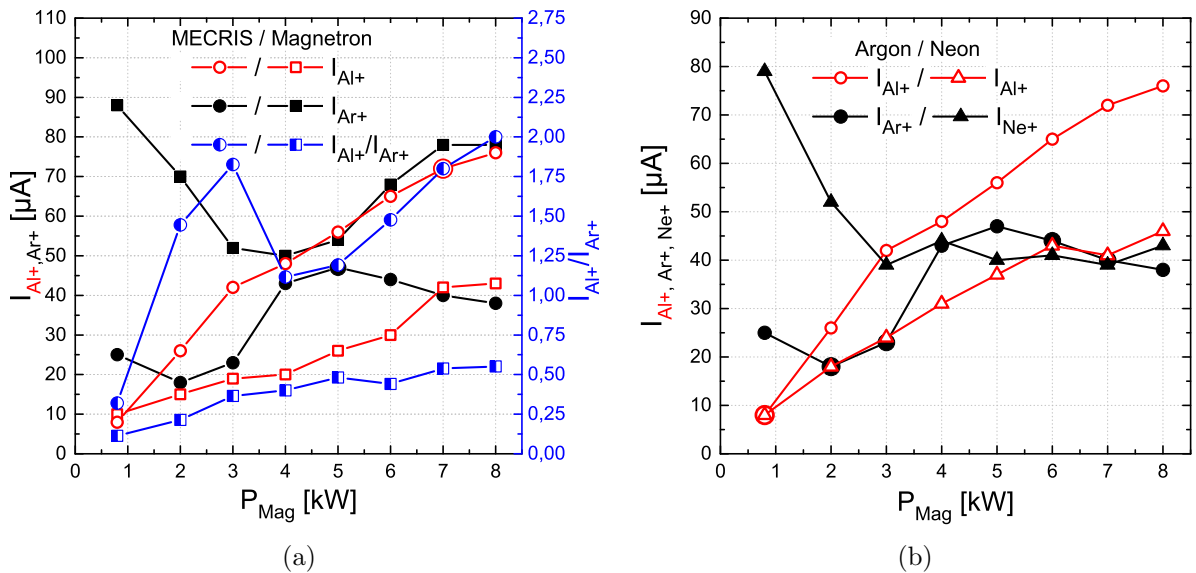


Abbildung 7.5.: (a)  $\text{Al}^+$ - und  $\text{Ar}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Al}^+}$  bzw.  $I_{\text{Ar}^+}$  sowie deren Verhältnis  $I_{\text{Al}^+}/I_{\text{Ar}^+}$  in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{\text{Mag}}$  – Vergleich von Magnetron- und MECRIS-Modus (Ar). (b)  $I_{\text{Al}^+}$ ,  $I_{\text{Ar}^+}$  und  $\text{Ne}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Ne}^+}$  im MECRIS-Modus.  $P_{\mu} = 0,5\ \text{kW}$ , SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004\ \text{Pa}$  (Ar),  $p = 0,002\ \text{Pa}$  (Ne),  $U_{\text{ex}} = 20\ \text{kV}$ ,  $U_1 = -0,5\ \text{kV}$ ,  $d_A = 8\ \text{mm}$ ,  $d = 13\ \text{mm}$ .

## 7.5. Einfluss von Sputterleistung und Arbeitsgas

Im MECRIS-Modus nimmt  $I_{Al+}$  für  $P_{Mag} = 0,8...8\text{ kW}$  um fast den Faktor 10 von  $8\text{ }\mu\text{A}$  auf  $76\text{ }\mu\text{A}$  zu (Abb. 7.5(a), Ar). Diese Steigerung speist sich – wie im Magnetron-Modus – aus dem Anwachsen der Größen  $n_e$ ,  $R$ ,  $n_{Al}$  und  $n_{Al+}$  (Kap. 6). Die Zunahme des Ionenstroms der gesputterten Spezies mit  $P_{Mag}$  wurde für ECR-Sputterplasmen auch von anderen Arbeitsgruppen berichtet [19, 21, 92]. Der im Vergleich zum Magnetron-Modus größere  $I_{Al+}$ -Anstieg im MECRIS-Modus ist auf die effektivere Ionisation der Al-Atome durch die ECR-geheizten Elektronen zurückzuführen (Abschn. 7.1 und 7.2).

Zwischen  $0,8...3\text{ kW}$  bewegt sich  $I_{Ar+}$  im MECRIS-Modus auf einem Niveau von rund  $22\text{ }\mu\text{A}$ . Für  $4...6\text{ kW}$  weist  $I_{Ar+}$  höhere Werte von etwa  $45\text{ }\mu\text{A}$  auf und sinkt bis  $8\text{ kW}$  auf  $38\text{ }\mu\text{A}$  ab (Abb. 7.5(a)). Dieses Verhalten könnte der zunächst bis  $6\text{ kW}$  ansteigenden und danach abnehmenden  $T_e$  des MECRIS-Plasmas (Kap. 6) und der dadurch veränderlichen Effektivität der Elektronenstoßionisation der Ar-Atome geschuldet sein.

Das Verhältnis  $I_{Al+}/I_{Ar+}$  erhöht sich damit im MECRIS-Modus von 0,3 auf 1,8 in dem Bereich  $0,8...3\text{ kW}$  und von 1,1 auf 2,0 für  $4...8\text{ kW}$  (Abb. 7.5(a)). Es ist, bedingt durch größere  $I_{Al+}$  und geringere  $I_{Ar+}$ , somit immer höher als im Magnetron-Modus. Ab etwa  $P_{Mag} = 2\text{ kW}$  zeichnet sich der MECRIS-Modus durch  $I_{Al+}/I_{Ar+} > 1$  aus. Das heißt, es werden mehr  $Al^+$ -Ionen aus der Ionenquelle extrahiert als  $Ar^+$ -Ionen. Dies steht im Einklang mit dem anhand der DLS bestimmten  $Al^+/Ar^+$ -Ionendichteverhältnis  $n_{Al+}/n_{Ar+}$ , welches ebenfalls bereits bei niedrigen  $P_{Mag}$  größer als 1 wird und vergleichbare einstellige Werte annimmt (Kap. 6).

### Vergleich der Arbeitsgase Argon und Neon

Mit Neon als Arbeitsgas kann durch die  $P_{Mag}$ -Erhöhung von  $0,8\text{ kW}$  auf  $8\text{ kW}$  im MECRIS-Modus ein  $I_{Al+}$ -Anstieg um den Faktor 6 von  $8\text{ }\mu\text{A}$  auf  $46\text{ }\mu\text{A}$  erreicht werden (Abb. 7.5(b)). Gegenüber Argon führt Neon somit auf bis zu 40% niedrigere  $I_{Al+}$  und einen geringeren  $I_{Al+}$ -Anstieg mit  $P_{Mag}$  – trotz der größeren Al-Atomeinspeiserate  $R$  und Elektronentemperatur  $T_e$ . Dies ist der um den Faktor 2 bis 3 kleineren  $n_e$  des Ne-Plasmas geschuldet (Kap. 5 und 6).

Der  $Ne^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Ne+}$  nimmt für  $P_{Mag} = 0,8...3\text{ kW}$  von  $79\text{ }\mu\text{A}$  auf  $39\text{ }\mu\text{A}$  ab und bleibt bis  $8\text{ kW}$  auf einem Niveau von etwa  $40\text{ }\mu\text{A}$  (Abb. 7.5(b)). Dies impliziert, dass  $T_e$  bis  $3\text{ kW}$  stetig sinkt und danach nahezu konstant bleibt. Die Ursache hierfür könnte die zunehmende Kühlung der Elektronen durch den steigenden Al-Anteil im Ne-Plasma sein (s.o.). Der  $T_e$  steigernde Gasverdünnungseffekt hat aufgrund der geringeren Masse des Ne-Atoms offenbar keinen Einfluss [103]. Denn im Vergleich zu Ar wird keine Zunahme des Arbeitsgasionenstroms  $I_{Ne+}$  mit  $P_{Mag}$  detektiert.

## 7. Ionenextraktionsstrom

Das Verhältnis  $I_{Al^+}/I_{Ne^+}$  wächst mit  $P_{Mag}$  zwischen 0,8...8 kW stetig von 0,1 auf 1,1 an. Aufgrund der niedrigeren  $I_{Al^+}$  wird das Verhältnis, im Vergleich zu Ar, erst bei höheren  $P_{Mag}$  ab 6 kW größer als 1.

### Maximal extrahierbarer $Al^+$ -Ionenstrom

Ein stabiler, auf einen maximalen Ionenextraktionsstrom optimierter MECRIS-Betriebszustand wurde für folgenden Prozessparametersatz gefunden:  $P_{Mag} = 8$  kW,  $P_{\mu} = 0,5$  kW, SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004$  Pa, Ar,  $U_{ex} = 27$  kV.

Unter diesen Bedingungen kann  $I_{int}$  von  $124 \mu A$  auf  $660 \mu A$  erhöht werden, wenn  $P_{Mag}$  von 1...8 kW gesteigert wird.  $I_{Al^+}$  nimmt entsprechend mit  $P_{Mag}$  um eine Größenordnung von  $18 \mu A$  auf maximal  $135 \mu A$  zu (Abb. 7.6). Bezogen auf die Ionenextraktionsfläche  $A_{ex} = \pi \cdot (d_A/2)^2 = \pi \cdot (0,8 \text{ cm}/2)^2 \approx 0,5 \text{ cm}^2$  ergibt sich eine größtmögliche  $Al^+$ -Ionenstromdichte von  $270 \mu A/\text{cm}^2$ .

Unter Nutzung der anhand des globalen Plasmamodells bestimmten  $Al^+$ -Ionendichte  $n_{Al^+}$  und einer Ioneneinschlusszeit  $\tau_I$  von  $1 \cdot 10^{-4}$  s, berechnet sich nach Gleichung (4.15) ein  $I_{Al^+}$ -Anstieg von  $18 \mu A$  auf  $128 \mu A$  mit  $P_{Mag} = 1...8$  kW (Abb. 7.6). Die in Abhängigkeit von  $P_{Mag}$  berechneten und gemessenen  $I_{Al^+}$ -Werte stimmen damit nahezu überein.

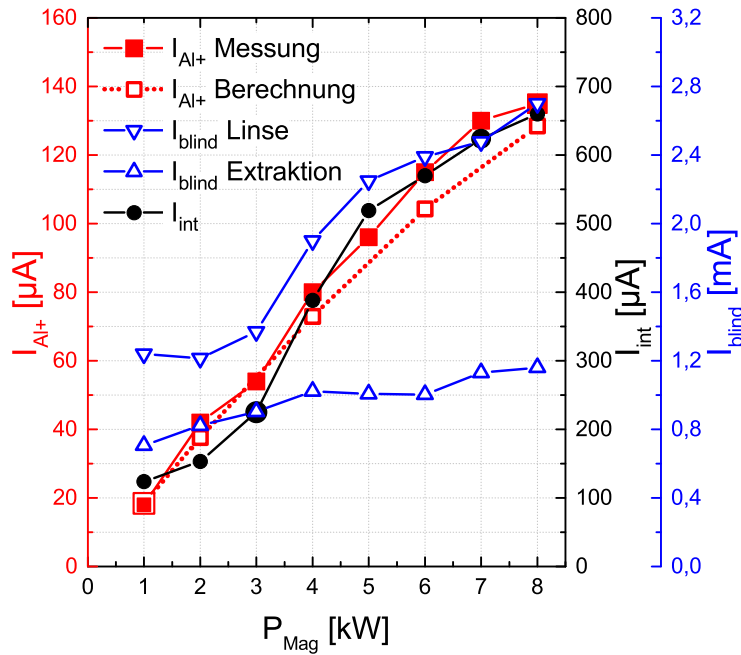


Abbildung 7.6.:

Gemessener und nach Gleichung (4.15) mithilfe des globalen Plasmamodells berechneter  $Al^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al^+}$  sowie gemessener integraler Ionenextraktionsstrom  $I_{int}$  und Blindströme  $I_{blind}$  der Linsen- und Extraktionselektrode in Abhängigkeit der Sputterleistung  $P_{Mag}$ .  $P_{\mu} = 0,5$  kW, SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004$  Pa, Ar,  $U_{ex} = 27$  kV,  $U_1 = -0,5$  kV,  $d_A = 8$  mm,  $d = 18$  mm,  $\tau_I = 1 \cdot 10^{-4}$  s.

## 7.6. Bedeutung der Targeterosion

Die Blindströme  $I_{blind}$  der Extraktions- und Linsenelektrode wachsen mit  $P_{Mag} = 1...8$  kW von 0,7 mA auf 1,2 mA bzw. 1,2 mA bis 2,7 mA an (Abb. 7.6). Sie werden durch die mit  $P_{Mag}$  stetig zunehmende  $n_e$  und damit konvexe Krümmung des Plasmameniskus verursacht (s.o.). Außerdem erhöht sich die positive Raumladung des extrahierten Strahls durch die mit  $P_{Mag}$  steigende Ionendichte. Dadurch weitet sich der Ionenstrahl auf, woraus ebenfalls dessen Berührung mit den Elektroden resultieren kann.

Offenbar bewirken die Ionenblindströme durch Sputtern und Aufheizen der nicht gekühlten Elektroden die Emission von sekundären und thermischen Elektronen. Diese provozieren wahrscheinlich die ab  $P_{Mag} > 8$  kW beobachteten Überschlüge zwischen den Elektroden. Eine z. B. durch größere Durchmesser verbesserte Elektrodengeometrie verhindert möglicherweise den Blindstromanstieg. Dadurch könnte eine  $I_{Al+}$ -Steigerung bis in den mA-Bereich und der Betrieb der MECRIS mit höheren  $P_{Mag}$  über 8 kW realisiert werden.

## 7.6. Bedeutung der Targeterosion

Mit fortschreitender Erosionstiefe des Al-Targets von 6,2 mm auf 9,8 mm ist eine stetige  $I_{int}$ -Zunahme von  $125 \mu\text{A}$  auf  $226 \mu\text{A}$  zu beobachten. Diese speist sich sowohl aus der Steigerung von  $I_{Al+}$  als auch von  $I_{Ar+}$ . Da der  $I_{Al+}$ -Zuwachs von  $17 \mu\text{A}$  auf  $37 \mu\text{A}$  größer ist als die  $I_{Ar+}$ -Steigerung von  $29 \mu\text{A}$  auf  $39 \mu\text{A}$ , erhöht sich das Verhältnis  $I_{Al+}/I_{Ar+}$  mit der Targeterosion von rund 0,6 auf 1 (Abb. 7.7).

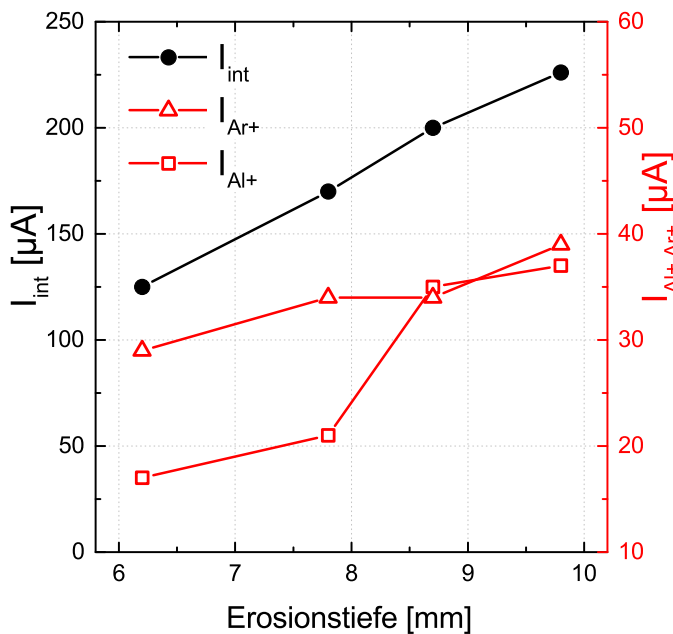


Abbildung 7.7.:

Integraler,  $\text{Al}^+$ - und  $\text{Ar}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{int}$ ,  $I_{Al+}$  und  $I_{Ar+}$  in Abhängigkeit der Erosionstiefe des Al-Targets.  $P_{Mag} = 5$  kW,  $P_{\mu} = 0,5$  kW, SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,004$  Pa, Ar,  $U_{ex} = 20$  kV,  $U_1 = -0,5$  kV,  $d_A = 8$  mm,  $d = 13$  mm.

## 7. Ionenextraktionsstrom

Die folgenden Umstände führen möglicherweise zu einem mit der Erosionstiefe anwachsenden  $I_{Al^+}$ , obwohl die Al-Atomeinspeiserate  $R$  abnimmt (Kap. 5):

1. Die Steigerung des Sputterstroms  $I_{Mag}$  lässt eine mit der Targeterosion zunehmende Plasmadichte vermuten.
2. Da die Sputterspannung  $U_{Mag}$  mit steigender Erosionstiefe sinkt, ist auf abnehmende  $T_e$  zu schließen. Geringere  $T_e$  begünstigen eventuell die Ionisation der Al-Atome gegenüber den Ar-Atomen.
3. Der immer steilere Erosionsgraben (Anhang C) bewirkt, dass die Al-Atome stärker in den Außenbereich der Quelle gesputtert werden. Dort ist die ECR-Zone mit der höchsten Plasmadichte lokalisiert (SS-Paarung 135 A / 150 A), woraus eine zunehmend effizientere  $Al^+$ -Ionenproduktion resultiert. Die Targeterosion verursacht über die Erhöhung der Al-Atomdichte  $n_{Al}$  in der ECR-Region also den gleichen Effekt wie die SS-Steigerung über die Verlagerung der ECR-Zone in den Bereich maximaler  $n_{Al}$  (Abschn. 7.1).

Der direkte Nachweis der 1. und 2. These durch DLS-Messungen war nicht möglich. Denn jeder Erosionszustand musste mit neuen Sondenspitzen charakterisiert werden. Die damit einhergehenden minimalen baulichen Abweichungen ließen keinen Direktvergleich der gewonnenen  $n_e$  und  $T_e$  zu.

Im Gegensatz zu  $I_{Al^+}$  wird  $I_{Ar^+}$  lediglich über 1. erhöht. Dessen Steigerung könnte gegenüber  $I_{Al^+}$  zudem aufgrund von 2. gedämpft sein. In Summe entsteht mit zunehmender Erosionstiefe ein geringerer Anstieg von  $I_{Ar^+}$  als von  $I_{Al^+}$ .

## 7.7. Zusammenfassung

Aus den Untersuchungen zu dem aus der Ionenquelle extrahierbarem Ionenstrom lassen sich folgende Kernaussagen ableiten:

1. Die Betriebsmodi ECR, Magnetron und MECRIS zeichnen sich durch die Erzeugung hauptsächlich einfach geladener  $Ar^+$ - und  $Al^+$ -Ionen mit integralen Extraktionsströmen  $I_{int}$  von einigen  $100\ \mu A$  aus.

2. Der  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Al}^+}$  ist wie  $I_{\text{int}}$  über die Erhöhung der Prozessparameter SS-Paarung,  $U_{\text{ex}}$ ,  $P_{\mu}$  und  $P_{\text{Mag}}$  steigerbar. Den stärksten Einfluss besitzen  $U_{\text{ex}}$  und  $P_{\text{Mag}}$ .  $I_{\text{Al}^+}$  ist nahezu unabhängig vom Prozessdruck  $p$  (Anhang E.3).
3. Da  $I_{\text{Al}^+}$  kein Sättigungsverhalten mit  $U_{\text{ex}}$  und  $P_{\text{Mag}}$  aufweist, birgt deren Vergrößerung über das derzeit mögliche Maximum von 30 kV bzw. 10 kW das Potential einer weiteren  $I_{\text{Al}^+}$ -Erhöhung.
4. Der unter stabilen Prozessbedingungen maximal extrahierbare  $I_{\text{Al}^+}$  beträgt  $135 \mu\text{A}$  ( $P_{\text{Mag}} = 8 \text{ kW}$ ,  $P_{\mu} = 0,5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 165 A/180 A,  $p = 0,004 \text{ Pa}$ , Ar,  $U_{\text{ex}} = 27 \text{ kV}$ ).
  - Damit ist nachgewiesen, dass der MECRIS-Prototyp einen  $I_{\text{Al}^+}$  im dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich generiert.
  - Bezogen auf die Ionenextraktionsfläche  $A_{\text{ex}}$  ergibt sich eine maximale  $\text{Al}^+$ -Ionenstromdichte von  $270 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Dies entspricht einer Fluenz von  $1,6 \cdot 10^{15} \text{ Al}^+$ -Ionen/ $\text{cm}^2$  und einer typischen Flächendosis, wie sie derzeit beispielsweise für die Implantationsdotierung in der Photovoltaik zum Einsatz kommt [9, 11, 12].
5. Mit Neon als Prozessgas wurden im Vergleich zu Argon, aufgrund der geringeren  $n_e$ , um bis zu 40 % niedrigere  $I_{\text{Al}^+}$  erzeugt.
6. Die anhand der Gleichung (4.15) nach dem globalen Plasmamodell berechneten  $I_{\text{Al}^+}$  stimmen mit den gemessenen Werten nahezu überein, wenn eine typische Ioneneinschlusszeit  $\tau_I$  von  $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  vorausgesetzt wird.
7. Gegenüber dem Magnetron-Modus zeichnet sich der MECRIS-Modus, unter optimierten Bedingungen (SS-Paarung 165 A / 180 A), durch um bis zu 140 % höhere  $I_{\text{Al}^+}$  aus. Das angestrebte Metallionen-Quellenkonzept der  $\text{Al}^+$ -Ionendichtesteigerung eines Magnetron-Sputterplasmas durch die Elektronentemperatur- und Plasmadichteerhöhung mithilfe eines ECR-Mikrowellenplasmas wurde somit erfolgreich umgesetzt.
8. Die  $\text{Al}^+$ -Ionendichte  $n_{\text{Al}^+}$  des Magnetronplasmas wird durch die Minimum- $B$ -Konfiguration erheblich gesteigert. Denn ohne Spulenmagnetfeld – also ohne die Minimum- $B$ -Struktur – sinkt  $I_{\text{Al}^+}$  vom mittleren zweistelligen auf den unteren einstelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich ab.

## 7. Ionenextraktionsstrom

9. Das Verhältnis  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  vergrößert sich im MECRIS-Modus mit  $P_{Mag}$ ,  $P_\mu$ , der SS-Paarung und der Targeterosion. Es bewegt sich in dem Bereich 0,3...2,0.
  - Ab  $P_{Mag} = 2 \text{ kW}$  ist das Verhältnis größer als 1 und es werden mehr  $Al^+$ -Ionen extrahiert als  $Ar^+$ -Ionen ( $P_\mu = 0,5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004 \text{ Pa}$ ).
  - Im Magnetron-Modus ist  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  immer kleiner als 1 und geringer als im MECRIS-Modus.
10. Um möglichst hohe  $I_{Al^+}$  und  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  zu erzeugen, sollte die ECR-Fläche in dem Bereich der maximalen Al-Atomdichte  $n_{Al}$  lokalisiert sein. Dies ist über die Variabilität des Spulenstroms und, im Sinne der Targeterosion, über die Form der Targetoberfläche realisierbar.
11. Die Vergrößerung sämtlicher Prozessparameter führt zu einem Anstieg des Blindstroms  $I_{blind}$  der Extraktions- und Linsenelektrode von einigen  $100 \mu\text{A}$  auf knapp 3 mA. Demnach berührt der extrahierte Ionenstrahl die Elektroden und dessen Divergenz nimmt mit steigender Plasmadichte zu.
12. Ab  $P_{Mag} > 8 \text{ kW}$ ,  $P_\mu > 1,5 \text{ kW}$ ,  $p > 0,006 \text{ Pa}$  treten, in Verbindung mit hohen SS-Paarungen über 165 A / 180 A und  $U_{ex} > 20 \text{ kV}$ , Überschlüge zwischen den Elektroden der Extraktionseinheit auf. Diese werden offenbar aufgrund der durch  $I_{blind}$  emittierten Elektronen provoziert.
13. Um den Blindstromanstieg zu verhindern, muss die Extraktionseinheit optimiert werden. Denkbar ist die Verwendung größerer Elektrodendurchmesser, einer magnetischen Abschirmung sowie eines steileren Kegelwinkels und einer aktiven Kühlung der (geerdeten) Elektroden. Dadurch könnte eine  $I_{Al^+}$ -Steigerung bis in den mA-Bereich und der Betrieb der MECRIS in einem breiteren Prozessfenster realisiert werden.



## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle für die Produktion intensiver Ströme einfach geladener Metallionen entwickelt. Deren Beladung mit Metallatomen erfolgt über ein invertiertes zylindrisches Sputtermagnetron, welches speziell für diese Aufgabe entworfen und in die Quelle integriert wurde. Die entstandene *MECRIS*, engl. **M**agnetron **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **I**on **S**ource, ist weltweit einzigartig und verkörpert ein neues Metallionen-Quellenkonzept. Unter Verwendung eines Al-Sputtertargets wurde deren Funktionsfähigkeit an dem Beispiel der  $\text{Al}^+$ -Ionenerzeugung demonstriert.

### Design der Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle

Die MECRIS arbeitet mit einer Mikrowellenfrequenz von 2,45 GHz. Das Magnetfeld wurde so ausgelegt, dass über den Strom zweier Solenoidspulen (SS-Paarung) eine geschlossene Isofläche mit einer magnetischen Resonanzflussdichte von  $B_{ECR} = 87,5 \text{ mT}$  (ECR-Zone) innerhalb des Quellenvolumens erzeugt werden kann. Zusätzlich sind die Magnetfelder der Permanentmagnete des Magnetrons und der Spulen zu einer Minimum- $B$ -Struktur überlagert, welche einen axialen und radialen Elektroneneinschluss nach dem magnetischen Spiegelprinzip ermöglicht. In Summe gewährleistet die MECRIS so gleichzeitig eine optimale Elektronenheizung und einen effizienten Plasmaeinschluss – ohne dass die Funktion des Magnetrons negativ beeinträchtigt wird.  $\text{Al}^+$ -Ionen entstehen vornehmlich durch Stoßprozesse zwischen ECR-geheizten Elektronen und den eingespeisten Al-Atomen. Sie werden über eine 5-Elektroden-Extraktionseinheit mit einer maximalen Energie von 30 keV aus der Quelle extrahiert. Die Konstruktionsvorgaben für die MECRIS wurden aus numerischen FEM-Berechnungen zu Mikrowellenausbreitung, Magnetfeldüberlagerung und Ionenextraktion abgeleitet.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

### Magnetronplasma unter Einfluss des magnetischen Spiegels

Wird das Magnetronplasma der Minimum- $B$ -Struktur ausgesetzt – also der magnetische Spiegel der Spulen zugeschaltet – erhöht sich dessen Plasma- bzw. Elektronendichte  $n_e$ . Der stärkste Zuwachs von  $(8,7 \pm 1,7) \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$  auf  $(2,4 \pm 0,5) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS, Sputterleistung  $P_{Mag} = 3 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, Prozessdruck  $p = 1 \text{ Pa}$ , Ar) findet in dem Bereich der magnetischen Senke bei großen axialen magnetischen Spiegelverhältnissen  $R_M = B_{max}/B_{min}$  bis 45 statt. In dieser Region bildet sich ein konzentrischer Ring mit intensiver Plasmaemission aus.

Die Elektronentemperatur  $T_e$  nimmt durch Zuschaltung des magnetischen Spiegels von  $(5,8 \pm 1,2) \text{ eV}$  auf  $(4,2 \pm 0,8) \text{ eV}$  ab. Denn die gesteigerte Plasmadichte hat bei konstanter  $P_{Mag}$  eine geringere Sputterspannung  $U_{Mag}$  und damit eine kleinere Beschleunigung der Sekundärelektronen im Kathodenfall zur Folge. OES-Untersuchungen stützen die DLS-Ergebnisse, da die bestimmten  $n_e$  und  $T_e$  ein analoges Verhalten in Abhängigkeit der Prozessparameter aufweisen. Jedoch liefert die OES um teilweise eine Größenordnung höhere Absolutwerte.

Das Magnetron speist mehr als  $1 \cdot 10^{18} \text{ Al-Atome/s}$  in die Quelle ein und bietet so die Voraussetzung, einen  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al+}$  im mindestens dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich zu erzeugen. Wird  $P_{Mag}$  von 2 kW auf 5 kW gesteigert, kann die Al-Atom-einspeiserate  $R$  linear um 100 % erhöht werden – von  $(1,45 \pm 0,04) \cdot 10^{18} \text{ Al-Atome/s}$  auf  $(2,83 \pm 0,08) \cdot 10^{18} \text{ Al-Atome/s}$ . Die anhand der OES bestimmte Al-Atomdichte  $n_{Al}$  steigt gleichermaßen linear von  $(1,4 \pm 0,4) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  auf  $(2,5 \pm 0,6) \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  und konnte daher als indirekte, nichtinvasiv ermittelte Messgröße für  $R$  genutzt werden.

### Physikalische Eigenschaften des Magnetron-ECR-Plasmas

Das MECRIS-Plasma zeichnet sich durch höhere  $n_e$  als das alleinige Magnetron- und ECR-Plasma aus. Dies wird durch die Überlagerung der Elektronenquellen der Einzelplasmen hervorgerufen. Weiterhin treten symbiotische Selbstverstärkungseffekte der beiden Plasmen auf. So werden neben den Primärelektronen auch die Sekundärelektronen des Sputterplasmas durch die Mikrowelle geheizt. Zusätzlich bewirkt das negative elektrische Targetpotential die Reflexion ECR-geheizter Elektronen zurück in das Plasma. Die eingespeisten Al-Atome werden, aufgrund ihres geringeren Ionisationspotentials, zudem effektiver ionisiert als die Ar-Atome.

Das ECR-Plasma bildet sich mit starker Emissionsintensität symmetrisch um die Rotationsachse im Zentrum der Quelle aus, während es von dem hochdichten Bereich des Magnetronplasmas konzentrisch umschlossen wird. Daher ist  $n_e$  im MECRIS-Plasma in der Quellenmitte mit rund  $6 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  um eine Größenordnung im Vergleich zu dem Magnetronplasma gesteigert (DLS, Mikrowellenleistung  $P_\mu = 1 \text{ kW} = P_{Mag}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02 \text{ Pa}$ , Ar). Die höchsten  $n_e$  werden außerhalb des Zentrums am Ort der ECR-Zone erreicht und sind mit  $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS) gegenüber dem ECR- und Magnetron-Plasma um den Faktor 3 bzw. 20 angehoben. In Richtung Quellenzentrum sinkt  $n_e$  ab, da  $R_M$  stetig bis auf ein Minimum von ungefähr 2 abnimmt und die Effizienz des Elektroneneinschlusses dadurch nachlässt. Die Quellenmitte kennzeichnet das Gebiet des Elektronenverlustkegels, aus welchem Elektronen in axialer Richtung entlang der Magnetfeldlinien aus der MECRIS entweichen.

Durch Erhöhung von  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$  und SS-Paarung kann  $n_e$  gesteigert werden. Eine maximale  $n_e$  von  $(6,3 \pm 1,3) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  (DLS) wurde unter größtmöglicher Leistungsumsetzung mit  $P_{Mag} = 10 \text{ kW}$  und  $P_\mu = 2 \text{ kW}$  erzielt. Der Betrieb der Quelle findet demnach in einem teilweise überdichten Plasmaregime oberhalb der Mikrowellen-Cutoff-Dichte statt, in welchem offenbar neben der ECR auch die obere Hybridresonanz (UHR) das Heizen der Elektronen ermöglicht. Das Verhalten des Sputterstroms  $I_{Mag}$  korreliert direkt mit  $n_e$ , denn  $I_{Mag}$  steigt ebenfalls mit  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$  und der SS-Paarung an. Er wurde somit als indirekte Messgröße für  $n_e$  identifiziert. Mittels OES bestimmte  $n_e$  des MECRIS-Plasmas weichen je nach Sichtlinie um ungefähr eine bis zwei Größenordnungen nach oben von den DLS-Werten ab. Die OES bestätigt den anhand der DLS gefundenen  $n_e$ -Anstieg mit  $P_\mu$ .

Die höchsten  $T_e$  des MECRIS-Plasmas treten in der ECR- (Targetregion) und UHR-Zone (Mittelpunkt) auf. Der resonante Energieübertrag der Mikrowelle an das Plasma konnte somit direkt nachgewiesen werden.  $T_e$  nimmt in Richtung Quellenzentrum zu und erreicht im Quellenmittelpunkt einen Maximalwert von  $(11 \pm 2) \text{ eV}$  (DLS). Dieser ist gegenüber dem Magnetronplasma um rund 7 eV gesteigert.  $T_e$  erwies sich innerhalb der DLS-Messunsicherheit als unabhängig von den Prozessparametern. Mit vergrößerter  $P_{Mag}$  sowie geringerer SS-Paarung und  $p$  zeigt sich ein Trend in Richtung zunehmender  $T_e$ . Die OES führt, mit  $T_e = 6 \dots 16 \text{ eV}$ , auf eine mit der DLS-Messung vergleichbare  $T_e$ -Größenordnung. Gegensätzlich zur DLS wurde eine kontinuierliche  $T_e$ -Erhöhung mit  $P_\mu$  nachgewiesen. Wahrscheinlich reagiert die OES sensibler auf die Bulktemperatur der Elektronenpopulation des Plasmas.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Das in die MECRIS integrierte Zylindermagnetron erweist sich als leistungsstarke Metallatomquelle. Denn die  $P_{Mag}$ -Steigerung von 1...10 kW hat eine  $n_{Al}$ -Zunahme um ca. eine Größenordnung auf  $(1,9 \pm 0,5) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  zur Folge. Verglichen mit dem Magnetronplasma ist dieser Wert um 2 Größenordnungen geringer, was auf eine effiziente  $Al^+$ -Ionenproduktion im MECRIS-Plasma hinweist. Die  $Al^+$ -Ionendichte  $n_{Al^+}$  wurde mithilfe der DLS aus der Differenz der Plasmadichte des MECRIS-Plasmas und des ECR-Plasmas abgeschätzt. Sie kann mit  $P_{Mag}$  kontinuierlich vergrößert werden und besitzt einen Maximalwert von  $(5,2 \pm 2,1) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ( $P_{Mag} = 10 \text{ kW}$ ,  $P_\mu = 2 \text{ kW}$ ). Das Verhältnis der  $Al^+$ - und  $Ar^+$ -Ionendichte  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  ist stetig mit  $P_{Mag}$  auf maximal 5 steigerbar. Es wird ab  $P_{Mag} > 2 \text{ kW}$  größer als 1 und kehrt sich demnach zugunsten von  $Al^+$  um. Das optische Emissionsspektrum des MECRIS-Plasmas besitzt einen signifikanten  $Al^+$ -Ionenanteil. Der aus dem Spektrum abgeschätzte Al-Ionisationsgrad liegt mindestens im 5...10 %-Bereich.

### Modellierung des Magnetron-ECR-Plasmas

Das zweidimensionale, zeitabhängige FEM-Modell des MECRIS-Plasmas führt auf dieselben Prozessparameterabhängigkeiten für  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $n_{Al^+}$  und  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  wie die DLS-Messung. Außer für  $T_e$  tritt jedoch eine Absolutwertabweichung von bis zu zwei Größenordnungen auf. Das entlang der Quellendiagonale berechnete  $n_e$ -Profil deckt sich bis zu der Position der ECR-Zone in Bezug auf Verlauf und Absolutwerte hinreichend mit dem der DLS-Messung. Die  $n_e$ -Abnahme mit  $R_M$  in der Quellenmitte kann jedoch nicht simuliert werden, da das Fluidmodell den magnetischen Spiegeleinschluss eines diskreten Elektrons nicht berücksichtigt. Stattdessen wird im Zentrum die höchste  $n_e$  kalkuliert. Der  $T_e$ -Maximalwert beträgt 11,87 eV und stimmt innerhalb der Messunsicherheit mit dem DLS-Ergebnis überein. Es wird ein mit der DLS-Messung vergleichbares, nach innen ansteigendes  $T_e$ -Profil berechnet. Der modellierte Anstieg fällt jedoch flacher aus, da  $n_e$  in der Quellenmitte nicht abnimmt und die UHR-Heizung der Elektronen nicht implementiert ist.

Das globale, nulldimensionale MECRIS-Plasmodell liefert dieselben Prozessparameterabhängigkeiten für  $n_e$ ,  $T_e$ ,  $n_{Al^+}$  und  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  wie das 2d-Modell und die DLS-Messung. Die kalkulierten  $n_e$  und  $T_e$  liegen größtenteils in dem Bereich der OES-Werte. Das über das Quellenvolumen mittelnde Modell spiegelt also den über eine Sichtlinie mittelnden Charakter der OES wieder. Mit einer typischen  $Al^+$ -Ioneneinschlusszeit im MECRIS-Plasma von  $1 \cdot 10^{-4} \text{ s}$  berechnen sich Werte für den  $Al^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{Al^+}$ , welche für verschiedene  $P_{Mag}$  mit der Messung nahezu übereinstimmen.

## Al<sup>+</sup>-Ionenextraktionsstrom

Die Charakterisierung der MECRIS bezüglich des extrahierbaren Ionenstroms erfolgte durch Integration der Quelle in den zeitgleich in Betrieb genommenen Metallionenimplanter der Dreebit GmbH. Speziell für diese Messaufgabe wurde ein wassergekühlter Faraday-Cup, auf Basis von numerischen FEM-Berechnungen zu Wärmeleitung und Sekundärelektroneneinfang, entwickelt.

Der MECRIS-Prototyp erzeugt hauptsächlich einfach geladene Al<sup>+</sup>- und Prozessgas-Ionen (Ar<sup>+</sup>). Es zeigte sich, dass der Al<sup>+</sup>-Ionenextraktionsstrom  $I_{Al^+}$  über die Erhöhung der Prozessparameter  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$ , SS-Paarung und Extraktionsspannung  $U_{ex}$  steigerbar ist. Dies steht im Einklang mit der Prozessparameterabhängigkeit der anhand der DLS bestimmten  $n_e$ . Unter optimierten und stabilen Prozessbedingungen konnte ein maximaler  $I_{Al^+}$  von 135  $\mu\text{A}$  extrahiert werden, welcher – bezogen auf eine Extraktionsfläche von rund 0,5 cm<sup>2</sup> – einer Stromdichte von 270  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$  entspricht ( $P_{Mag} = 8 \text{ kW}$ ,  $P_\mu = 0,5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 165 A / 180 A,  $p = 0,004 \text{ Pa}$ , Ar,  $U_{ex} = 27 \text{ kV}$ ). Das Ziel eines  $I_{Al^+}$  im mindestens dreistelligen  $\mu\text{A}$ -Bereich wurde somit erreicht. Mit dem Prozessgas Neon wurden um bis zu 40 % geringere  $I_{Al^+}$  als mit Argon generiert, da das Ne-Plasma um den Faktor 2 bis 3 niedrigere  $n_e$  aufweist.

Das Verhältnis der extrahierten Al<sup>+</sup>- und Ar<sup>+</sup>-Ionenströme  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  ist ab  $P_{Mag} \approx 2 \text{ kW}$  höher als 1 und es wird ein größerer  $I_{Al^+}$  als  $I_{Ar^+}$  generiert. DLS-Experimente zu  $n_{Al^+}/n_{Ar^+}$  bestätigen diesen Sachverhalt. Durch Vergrößerung von  $P_\mu$ ,  $P_{Mag}$  und SS-Paarung kann  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  auf maximal 2 gesteigert werden. Es stellte sich heraus, dass die ECR-Fläche in dem Bereich der höchsten  $n_{Al}$  lokalisiert sein muss, um möglichst große  $I_{Al^+}$  und  $I_{Al^+}/I_{Ar^+}$  erzeugen zu können. Beeinflussende Faktoren sind in diesem Fall der Spulenstrom und die Form der Targetoberfläche, respektive das Targeterosionsprofil.

Gegenüber dem alleinigen Magnetronplasma können mit dem MECRIS-Plasma um bis zu 140 % höhere  $I_{Al^+}$  produziert werden. Das angestrebte Metallionen-Quellenkonzept der Al<sup>+</sup>-Ionendichtesteigerung eines Magnetron-Sputterplasmas, durch die Erhöhung der Elektronentemperatur und Plasmadichte mithilfe eines ECR-Mikrowellenplasmas, wurde somit erfolgreich umgesetzt.

In Verbindung mit einem Ionenimplanter eignet sich der vorgestellte MECRIS-Prototyp neben der Materialforschung beispielsweise für die Al<sup>+</sup>-Dotierung von SiC-basierten Leistungshalbleitern [15, 116] und im Bereich der Photovoltaik als Alternative zur B<sup>+</sup>-Dotierung von Si-Solarzellen [9, 11, 12]. Um einen wirtschaftlichen Einsatz zu gewährleisten, muss  $I_{Al^+}$  bis in den mA-Bereich erhöht werden. Das Potential hierfür bietet eine auf minimale Elektrodenblindströme optimierte Mehrloch-Extraktionseinheit [117] sowie die Steigerung von  $P_{Mag}$  und  $U_{ex}$  über die derzeitigen Grenzen von 10 kW bzw. 30 kV.



# A. FEM – Grundgleichungen

Die FEM-Simulationssoftware *COMSOL Multiphysics*<sup>®</sup> wurde in der Version 4.4 – mit den Modulen Plasma, AC/DC, Particle Tracing, RF und Heat Transfer – verwendet. Die jeweils gewählten Randbedingungen und Modulgrundgleichungen sind im Folgenden wiedergegeben [97, 118–120].

## A.1. Magnetfeldberechnung

Für die Magnetfeldberechnung der MECRIS konnte die Rotationssymmetrie bezüglich der Quellenachse ausgenutzt und ein zweidimensionales Modell aufgesetzt werden, welches die r-z-Schnittebene einer Hälfte der Quelle beschreibt. Die Magnetisierung der verwendeten NdFeB-Permanentmagnete des Zylindermagnetrons wurde mit  $M = 9,8 \cdot 10^5$  A/m vorgegeben. Die  $H$ - $B$ -Hysteresekurve der Weicheisenjoche der Spulen und des Magnetrons ist der implementierten Datenbank entnommen worden, wobei  $H$  und  $B$  die magnetische Feldstärke sowie die magnetische Flussdichte bezeichnen. Als Randbedingung diente ein unendlich ausgedehnter, luftgefüllter Außenraum mit  $H \rightarrow 0$ .

Das Magnetfeld der aus jeweils  $N = 96$  Cu-Hohlwindungen bestehenden Solenoidspulen sowie der Zylindermagnetron-Permanentmagnete wurde nach dem Ampèreschen Gesetz berechnet

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}^e, \quad (\text{A.1})$$

mit  $\vec{J}^e$  als externe Stromdichte

$$\vec{J}^e = \frac{NI_{sp}}{A_{sp}} \cdot \vec{e}_{\phi*}, \quad (\text{A.2})$$

wobei  $I_{sp}$  dem Spulenstrom in Richtung der Winkelkoordinate  $\phi^*$  und  $A_{sp}$  der wirksamen Spulenquerschnittfläche entspricht, welche sich aus dem Windungs-Drahtquerschnitt von  $16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$  ergibt.

## A. FEM – Grundgleichungen

Umschreiben des Ampèreschen Gesetzes mithilfe von

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad \text{und} \quad \vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{A.3})$$

resultiert in der zu lösenden Gleichung

$$\nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \vec{A} - \vec{M}) = \vec{J}^e, \quad (\text{A.4})$$

mit  $\vec{A}$  als Vektorpotential,  $\vec{M}$  als Magnetisierung und  $\mu_0$  als magnetische Feldkonstante.

## A.2. Mikrowellenausbreitung

### A.2.1. Dreidimensionales Vakuummodell

Die Mikrowellenausbreitung innerhalb der Hohlleiterstrecke und der MECRIS wurde abhängig von der Kreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  für den stationären Zustand mithilfe eines dreidimensionalen Modells untersucht, wobei  $f$  der Frequenz entspricht. Hierbei sind die Wände als ideale elektrische Leiter ohne Durchbrüche, wie z. B. für Flansche, betrachtet worden. Der PTFE-Hochspannungsisolator in der Hohlleiterstrecke konnte vernachlässigt werden, da dieser laut Fricke und Mallah Microwave Technology GmbH eine Verlustleistung von weniger als 1 W aufweist. Die in diesen ineinander geschobenen Hohlleiterenden bewirken keine effektive Verlängerung der Einkoppelstrecke.

Aus dem Maxwellschen Induktionsgesetz und dem Ampèreschen Gesetz

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{A.5})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}^e + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (\text{A.6})$$

wird mit der Beziehung  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  zwischen elektrischer Flussdichte  $\vec{D}$  und elektrischem Feld  $\vec{E}$  sowie  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  und  $\vec{J}^e = \sigma \vec{E}$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{und} \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \epsilon \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.8})$$



wobei  $\mu$ ,  $\epsilon$  und  $\sigma$  der materialspezifischen magnetischen Permeabilität, der elektrischen Permittivität sowie der elektrischen Leitfähigkeit entsprechen. Für sinusförmige Anregungen und lineare Medien kann angesetzt werden

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \vec{E}(x,y,z)e^{i\omega t} \quad \text{und} \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{H}(x,y,z,t) = \vec{H}(x,y,z)e^{i\omega t}, \quad (\text{A.10})$$

wodurch sich die Maxwellgleichungen zu den zu lösenden Wellengleichungen kombinieren lassen

$$\nabla \times (\mu^{-1} \nabla \times \vec{E}) - \omega^2 \epsilon \vec{E} = \vec{0}, \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla \times (\epsilon^{-1} \nabla \times \vec{H}) - \omega^2 \mu \vec{H} = \vec{0}. \quad (\text{A.12})$$

Da die Berechnungen für Vakuum durchgeführt wurden, können  $\mu$  und  $\epsilon$  durch die jeweiligen Feldkonstanten  $\mu_0$  sowie  $\epsilon_0$  ersetzt werden.

### A.2.2. Zweidimensionales Plasmamodell

Aufgrund der vereinfacht angenommenen Rotationssymmetrie wurde der gebogene Rechteckhohlleiter der MECRIS durch einen geraden, zylindrischen Hohlleiter mit einem Innenradius von 43 mm ersetzt. Die MW-Einspeisung erfolgt coaxial über einen Port an der Hohlleitermündung am Ort des MW-Einkoppelschlitzes mit  $f = 2,45$  GHz. Die Randbedingungen wurden entsprechend Abschnitt (A.2.1) gewählt.

In der für das elektrische Feld zu lösenden Wellengleichung (A.11) wird  $\epsilon$  ersetzt durch die komplexe Permittivität  $\epsilon_c$

$$\epsilon \rightarrow \epsilon_c = \epsilon - i \frac{\hat{\sigma}}{\omega}, \quad (\text{A.13})$$

um die ohmschen Verluste aufgrund der endlichen Plasmaleitfähigkeit  $\hat{\sigma}$  zu beschreiben.

### A.3. Wärmeleitung

Die Temperaturerhöhung des Faraday-Cups wurde mithilfe eines bezüglich der z-Achse rotationssymmetrischen, zweidimensionalen Modells für eine Hälfte der z-r-Schnittebene ermittelt. Vorausgesetzt wurde, dass die Kühlwassertemperatur 35 °C beträgt und das sich der Ionenstrahl-Gesamtleistungseintrag von  $Q = 1 \text{ kW}$  zu 5 % auf die 40 mm-Durchmesser Eingangsblende und zu 95 % auf die Messelektrode aufteilt. Da sich die Apparatur im Hochvakuum befindet, konnten vereinfachend thermisch isolierte Ränder angenommen werden, über welche kein Wärmefluss stattfindet. Die Wärmeleitungsgleichung für Festkörper lautet

$$\rho C_p \frac{\partial T_F}{\partial t} - \nabla \cdot (\kappa \nabla T_F) = Q, \quad (\text{A.14})$$

wobei  $\rho$  die Materialdichte und  $C_p$  die spezifische Wärmekapazität beschreibt. Im stationären Zustand resultiert die nach der Temperatur  $T_F$  aufzulösende Differentialgleichung

$$-\nabla \cdot (\kappa \nabla T_F) = Q. \quad (\text{A.15})$$

Die Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  wurde der implementierten Datenbank entnommen und als temperaturunabhängig betrachtet.

### A.4. Ladungsträgerbahnen im elektrischen Feld

#### A.4.1. Faraday-Cup

Die Berechnung des elektrischen Feldes im luftgefüllten Innen- und Außenraum des Faraday-Cups sowie der daraus resultierenden Bahnen der Sekundärelektronen erfolgte mithilfe eines bezüglich der z-Achse rotationssymmetrischen, zweidimensionalen Modells einer Hälfte der z-r-Schnittebene des Cups. Geerdete Oberflächen und Außenraumbegrenzungen dienten als Randbedingung.

Mithilfe der Definition des elektrischen Feldes unter statischen Bedingungen

$$\vec{E} = -\nabla \Phi \quad (\text{A.16})$$

und der Beziehung zwischen elektrischer Flussdichte  $\vec{D}$  und Polarisation  $\vec{P}$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (\text{A.17})$$

kann das Gaußsche Gesetz

$$\nabla \cdot (\vec{D}) = \varrho \quad (\text{A.18})$$

in die zu lösende Gleichung für das gesuchte elektrische Potential  $\Phi$  umgeschrieben werden

$$-\nabla \cdot (\epsilon_0 \nabla \Phi - \vec{P}) = \varrho, \quad (\text{A.19})$$

wobei  $\varrho$  der Raumladungsdichte und  $\epsilon_0$  der elektrischen Feldkonstante entspricht. Elektronen mit der Masse  $m_e$  und Elementarladung  $e$  beschreiben Trajektorien, welche folgender Bewegungsgleichung genügen

$$\frac{d}{dt} m_e \vec{v} = e \nabla \Phi, \quad (\text{A.20})$$

mit  $\vec{v}$  als deren Geschwindigkeit.

### A.4.2. Ionenextraktionseinheit

Das elektrische Feld im luftgefüllten Innen- und Außenraum der Extraktionseinheit wurde analog Abschnitt (A.4.1) kalkuliert. Hierfür kam ein zweidimensionales Modell der z-r-Schnittebene der Extraktionseinheit zum Einsatz. Der geerdete Strahlkanal wurde als Randbedingung für den Außenraum verwendet.

Die gesuchten Ionenbahnen ergeben sich aus der Bewegungsgleichung (A.20), wobei  $\vec{v}$  der Ionengeschwindigkeit entspricht und  $m_e \rightarrow m_I$  zu ersetzen ist. Zusätzlich wurde die den Ionenstrahl aufweitende Raumladung in der Bewegungsgleichung für jedes Ion berücksichtigt. Dies gelingt mit einem Zusatzterm für die Coulombkraft  $\vec{F}_i$  zwischen dem betrachteten Ion  $i$  und den umgebenden Ionen  $j$  der Anzahl  $N$

$$\vec{F}_i = k_e e^2 \sum_{j=1}^N q_i q_j \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|^3}, \quad (\text{A.21})$$

wobei  $\vec{r}_{i/j}$  dem jeweiligen Ortsvektor sowie  $q_{i/j}$  dem Ladungszustand und  $k_e$  einem Multiplikationsfaktor ( $8,9875 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2/\text{C}^2$ ) entspricht.

## A.5. Zweidimensionales MECRIS-Plasmamodell

Der erste Schritt der Routine besteht in der Berechnung der durch die Solenoidspulen und Permanentmagnete erzeugten magnetischen Flussdichte  $B$  innerhalb der evakuierten Quelle (Anhang A.1). Die Flussdichte wird anschließend in das Plasmamodell eingespeist. Im zweiten Schritt erfolgt die Simulation der Mikrowellenausbreitung mit der Frequenz  $f = 2,45$  GHz. Hierfür wird die Wellengleichung für die hochfrequente Komponente des in der Quelle herrschenden elektrischen Feldes  $\vec{E}$  in Abhängigkeit der Plasmaleitfähigkeit  $\hat{\sigma}$  gelöst (Anhang A.2.2)

$$\nabla \times \left( \mu^{-1} \nabla \times \vec{E} \right) - \omega^2 (\epsilon - i \frac{\hat{\sigma}}{\omega}) \vec{E} = \vec{0}, \quad (\text{A.22})$$

wobei  $\mu$  und  $\epsilon$  der magnetischen Permeabilität bzw. elektrischen Permittivität des Plasmas entsprechen. Die Plasmaleitfähigkeit  $\hat{\sigma}$  hat den Charakter eines Tensors

$$en_e \hat{\sigma}^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & -\alpha B_z & \alpha B_y \\ \alpha B_z & 1 & -\alpha B_x \\ -\alpha B_y & \alpha B_x & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.23})$$

mit  $\alpha = e/[m_e(\nu_e + i\omega)]$ . Sie ist sowohl von der Elektronenstoßfrequenz  $\nu_e$  und Mikrowellenkreisfrequenz  $\omega = 2\pi f$  als auch von der Elektronendichte  $n_e$  sowie der magnetischen Flussdichte  $B$  abhängig. Im Bereich der magnetischen Resonanzflussdichte,  $B_{ECR} = 87,5$  mT, nimmt  $\hat{\sigma}$  maximale Werte an und entspricht damit einer Resonanzfunktion (Abb. 4.2(b)). Mithilfe des Plasma-Leitfähigkeitstensors  $\hat{\sigma}$  wird also der resonante Energieübertrag der Mikrowelle an die Elektronen des Plasmas mathematisch in das Modell eingebunden. Die vom Plasma absorbierte Mikrowellenleistung ergibt sich aus

$$P_\mu = \hat{\sigma} \cdot \vec{E}^2 = \vec{J}_e \cdot \vec{E}, \quad (\text{A.24})$$

wobei  $\vec{J}_e$  die Elektronenstromdichte bezeichnet.

Im dritten Schritt werden die Dichten  $n_j$  der angeregten Argon- und Aluminiumatome sowie der Ionen und Elektronen über Kontinuitätsgleichungen bestimmt, wobei die Masse des Gesamtsystems die Erhaltungsgröße repräsentiert

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) n_j = \nabla \cdot \vec{J}_j + R_j. \quad (\text{A.25})$$

Hierbei entspricht  $\vec{u}$  der über alle Spezies gemittelten Flussgeschwindigkeit und  $R_j$  dem jeweiligen Quellterm, welcher – analog zum globalen Plasmamodell – aus der Reaktionskinetik und der Neutralitätsbedingung (4.11) folgt. Die Stromdichte  $\vec{J}_j$  jeder Spezies resultiert aus den zugehörigen tensoriellen Mobilitäten  $\hat{\mu}_j$  und Diffusionskoeffizienten  $\hat{D}_j$

$$\vec{J}_j = -\hat{\mu}_j \vec{E} n_j - \hat{D}_j \nabla n_j \quad (\text{A.26})$$

und ist wie diese abhängig vom Magnetfeld sowie der statischen Komponente des elektrischen Feldes  $\vec{E}$ . Das elektrostatische Feld wird durch den Gradient des elektrischen Potentials  $\Phi$  zwischen den geerdeten Kammerwänden und dem Plasma verursacht:  $\vec{E} = -\nabla \Phi$ . Das Potential wird nach der Poisson-Gleichung aus der Raumladungsdichte  $\varrho$  berechnet

$$-\nabla \cdot \epsilon \nabla \Phi = \varrho. \quad (\text{A.27})$$

Die Elektronentemperatur  $T_e$  kann über die Elektronenenergiedichte  $n_e$  (in der Einheit [eV/m<sup>3</sup>]) ebenfalls anhand einer entsprechenden Kontinuitätsgleichung ermittelt werden

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_e(\hat{\mu}_e \cdot \vec{E}) - \hat{D}_e \cdot \nabla n_e] + \vec{E} \cdot \vec{J}_e = R_e. \quad (\text{A.28})$$

Die enthaltenen Diffusionskoeffizienten  $\hat{D}_e$  und  $\hat{D}_e$  sowie die Mobilität  $\hat{\mu}_e$  definieren sich im Fall einer Maxwell-verteilten Elektronenenergie über den vom Magnetfeld abhängigen Tensor der Elektronenmobilität  $\hat{\mu}_e$ :  $\hat{D}_e = \hat{\mu}_e T_e$ ,  $\hat{D}_e = \hat{\mu}_e T_e$ ,  $\hat{\mu}_e = (5/3)\hat{\mu}_e$ .  $R_e$  berücksichtigt die Energieänderung aufgrund inelastischer Stöße. Den Einfluss der absorbierten Mikrowellenleistung und der Beschleunigung der Ladungsträger im statischen elektrischen Feld beschreibt der Term  $\vec{E} \cdot \vec{J}_e$ .

Im letzten Schritt wird das System aus den nichtlinearen Differentialgleichungen A.22, A.25, A.27, A.28 iterativ, selbstkonsistent und zeitabhängig nach den Teilchendichten  $n_e$ ,  $n_{Ar^+}$ ,  $n_{Ar^*}$ ,  $n_{Al^+}$ ,  $n_{Al^*}$  sowie dem elektrischen Potential  $\Phi$  aufgelöst. Das berechnete elektrische Feld der Mikrowelle – und damit deren Leistungsdeposition – wird periodisch mithilfe einer Rückkopplungsschleife aktualisiert, indem die für jeden Zeitschritt aktuelle Elektronendichte in den Plasma-Leitfähigkeitstensor geschrieben wird. Es wurden zum globalen Plasmamodell analoge Anfangsparameter benutzt, einschließlich der sich aus dem Prozessdruck bestimmenden Ar-Atomdichte  $n_{Ar}$  (Tab. 4.1).



## B. Zum experimentellen Aufbau

### B.1. Magnetron-ECR-Ionenquelle

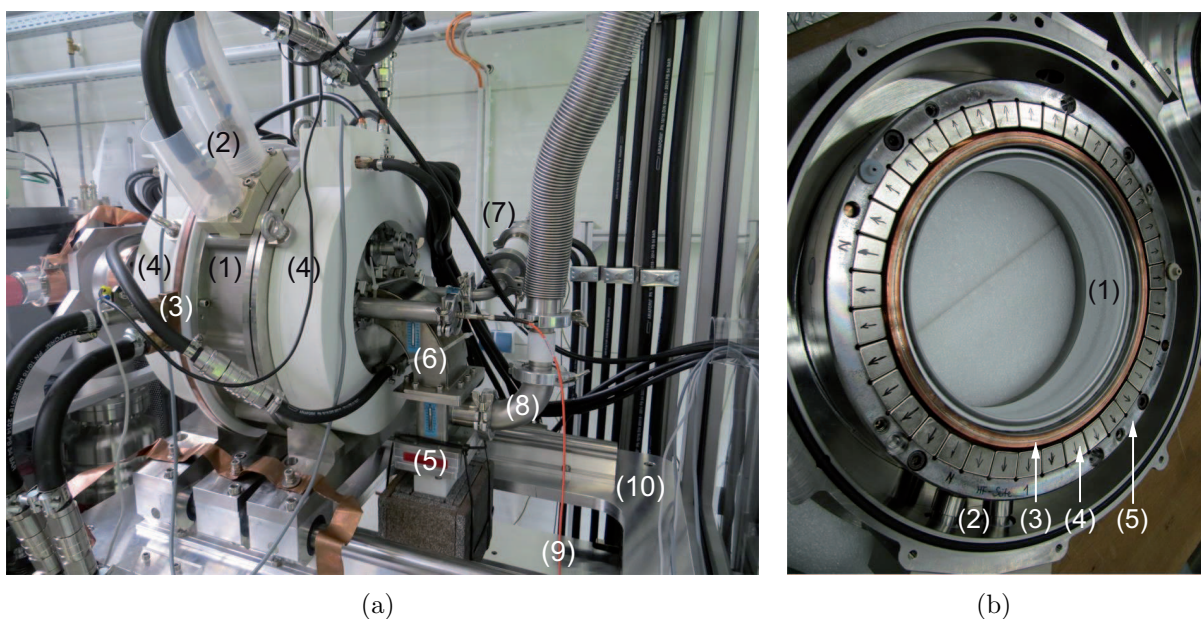


Abbildung B.1.: (a) Magnetron-Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (MECRIS). (1) Zylindermagnetron, (2) Strom- und Wasserzuführung Magnetron, (3) Anode, (4) Solenoidspulen, (5) Einkoppelfenster Mikrowelle (MW), (6) Rechteckhohlleiter, (7) Gaseinlass, (8) Pumpenanschluss, (9) Glasfaserkabel für OES, (10) Hochspannungsplattform. (b) Zylindermagnetron (ausgebaut). (1) Al-Target (Innendurchmesser ca. 200 mm), (2) Strom- und Wasserzuführung Magnetron, (3) Kühlplatte, (4) Permanentmagnete, (5) Magnetjoch.

## B.2. Testrezipient an LB4001

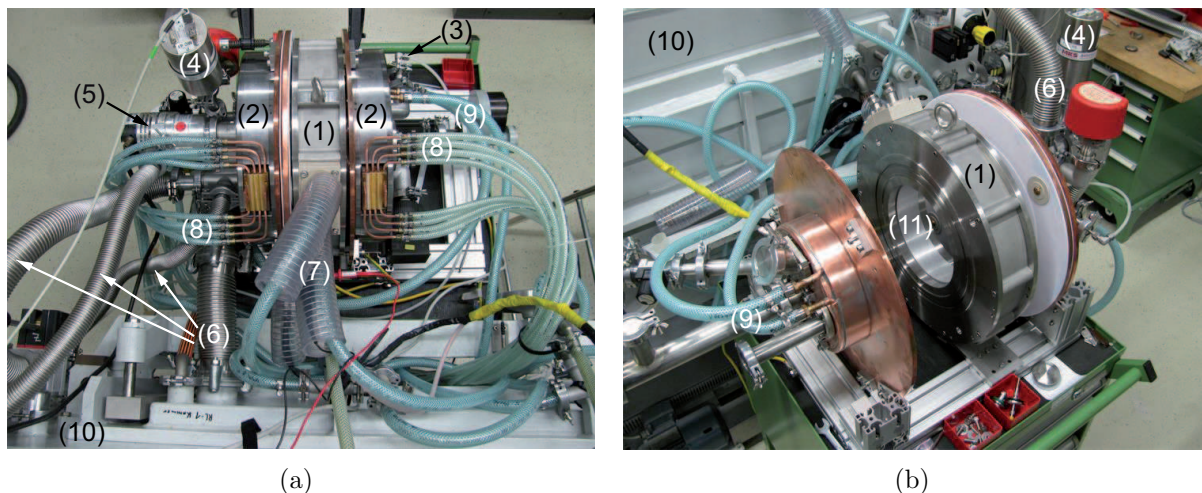
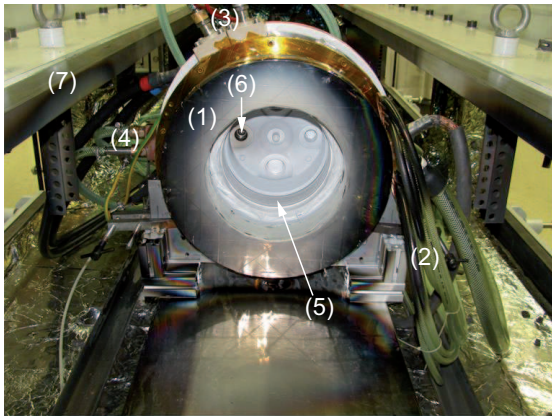


Abbildung B.2.: Testrezipient für die Charakterisierung des Sputtermagnetron-Plasmas ohne Mikrowelleneinspeisung mit (a) und ohne (b) Solenoidspulen (2). (1) Zylindermagnetron, (3) Gaseinlass, (4) kapazitives Manometer, (5) Turbomolekularpumpe, (6) Pumpverbindung mit Laboranlage LB4001, (7) Strom- und Wasserzuführung Magnetron, (8) bzw. (9) Wasserkühlung Spulen bzw. Rezipient, (10) LB4001, (11) Al-Target (Innendurchmesser ca. 200 mm).

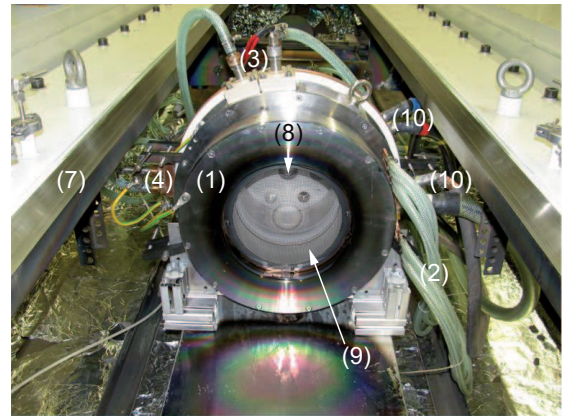
## B.3. Testrezipient in LB4001

In der LB4001 wurde ein Basisdruck von  $5 \cdot 10^{-4}$  Pa erreicht. Der Fluss des Prozessgases (Ne, Ar) wurde mit einem Massenflussregler (*2179B*, MKS) vorgegeben und der Druck über Drosselklappen im Pumpenstrang geregelt. Die Prozessdruckmessung fand peripher mithilfe eines kapazitiven Manometers (*Baratron 627A*, MKS) statt, während sich der Gaseinlass an der Rückseite der Quelle befand (Abb. B.3).





(a)



(b)

Abbildung B.3.: Testrezipient ohne (a) und mit (b) Mikrowelleneinspeisung in Laboranlage LB4001 für die Doppel-Langmuir-Sondenmessungen in radialer Richtung und Plasmaemissionsfotografie. (1) Solenoidspule Extraktionsseite, (2)/(4) Wasserkühlung Spule bzw. Anode Magnetron, (3) Wasserkühlung und Stromanschluss Target (5), (6) Gaseinlass, (7) LB4001, (8) Stabantenne für Mikrowelleneinkopplung, (9) Maschengitter für Mikrowelleneinschluss (Durchmesser analog Target ca. 200 mm), (10) Stromanschluss Spulen.

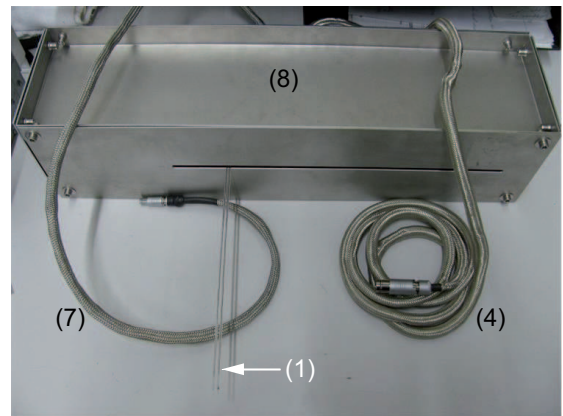
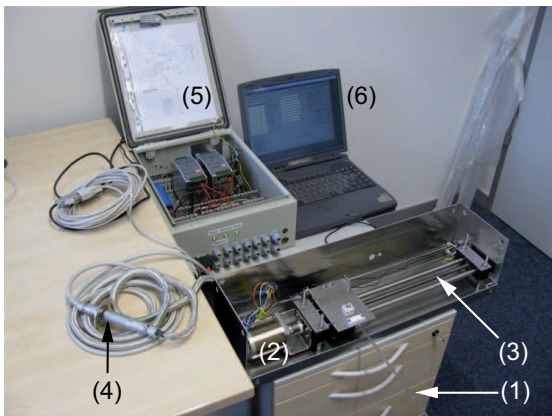
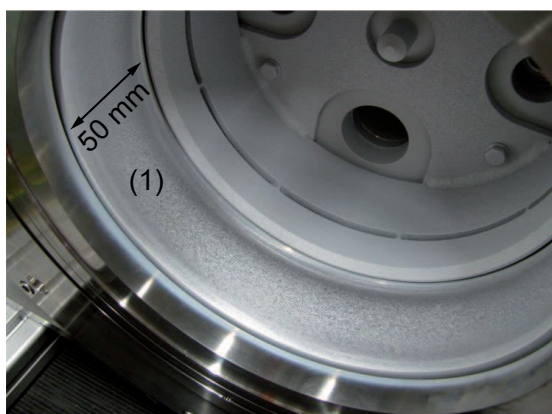


Abbildung B.4.: Spindelhubtischsystem für orts aufgelöste Doppel-Langmuir-Sondenmessungen in radialer Richtung. (1) Quarzglaskapillare mit elektrischer Zuleitung zu Sonden-Pt-Elektroden, (2) Schrittmotor, (3) Spindel, (4) Vakuumentrennstelle Elektrik, (5) Steuerbox, (6) Software zur Kommunikation mit der Steuereinheit, (7) Messleitung Sonde, (8) Einhausung ( $0,6 \times 0,15 \times 0,15 \text{ m}^3$ ) zum Schutz vor Beschichtung und elektrischen Überschlügen.

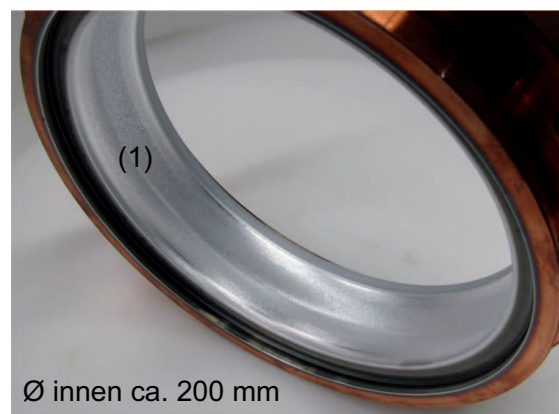


## C. Targeterosion und -lebensdauer

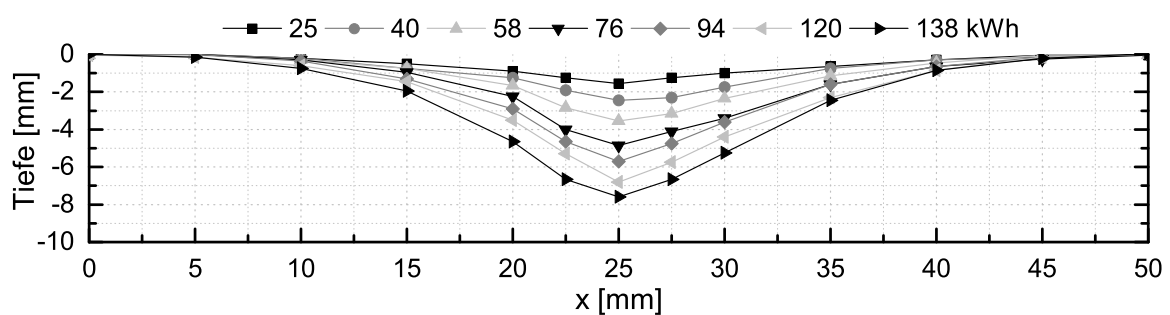
Tiefenprofilmessungen für verschiedene Erosionszustände des Targets verdeutlichen, dass sich mit fortschreitender akkumulierter Sputterleistung ein steiles, keilförmiges Erosionsprofil mit einer Targetausnutzung von ungefähr 40 % ausbildet (Abb. C.1).



(a) 5 kWh



(b) 120 kWh



(c) Targeterosionsprofil

Abbildung C.1.: (a) / (b) Kaum erodiertes bzw. etwa 70 % erodiertes Al-Target (1) von 10 mm Dicke. (c) Erosionstiefe entlang der Targetoberfläche mit zunehmender akkumulierter Sputterleistung.

### C. Targeterosion und -lebensdauer

Um diese zu erhöhen, könnte beispielsweise auf Permanentmagnete mit geringerer Magnetisierung zurückgegriffen werden. Die Dicke des Al-Targets beträgt 10 mm. Aus der Auftragung der Erosionstiefe in Abhängigkeit der akkumulierten Sputterleistung wurde eine Targetlebensdauer von etwa 180 kWh abgeschätzt (Abb. C.2).

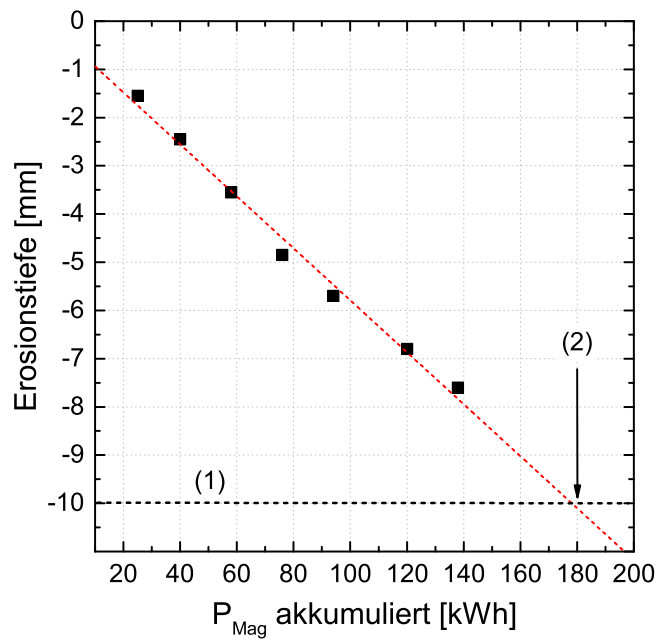


Abbildung C.2.:  
Abschätzung der Targetlebensdauer (2) anhand der akkumulierten Sputterleistung  $P_{Mag}$ ,  
(1) Targetdicke 10 mm.

## D. Zum Magnetronplasma

### D.1. Elektronendichte/-temperatur – Prozessdruck

Die Prozessdruckabhängigkeit der Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  wurde mittels DLS im Bereich  $p = 0,35 \dots 3,3$  Pa, unter Wirkung des Spulenmagnetfeldes, bestimmt. 20 mm über der Targetoberfläche nimmt  $n_e$  mit  $p$  kontinuierlich von etwa  $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  auf  $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  zu. Messungen im Quellenmittelpunkt decken ein ähnliches  $n_e$ -Verhalten mit geringerer Steigung bei ungefähr einer Größenordnung niedrigeren Werten auf (Abb. D.1).

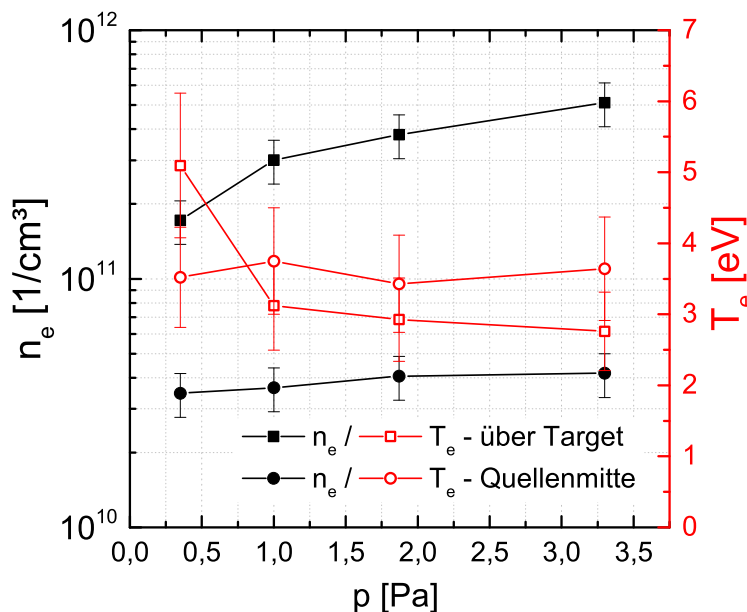


Abbildung D.1.: Mittels DLS bestimmte Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des Magnetronplasmas in Abhängigkeit des Prozessdrucks  $p$  20 mm über der Targetoberfläche und für den Quellenmittelpunkt.  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A.

Aufgrund der mit  $p$  zunehmenden Dichte der Ar-Atome im Quellenvolumen steigt deren Stoßrate mit den Elektronen. Daraus resultiert eine häufigere Elektronenstoßionisation und -anregung der Ar- und Al-Atome im Plasma. Angeregte Ar-Atome tragen durch Penning-Ionisationsprozesse mit eingespeisten Al-Atomen und anderen Ar-Atomen (Tab. 4.3, Kap. 4) zur Steigerung der gemessenen Elektronen- bzw. Plasmadichte bei. Die höhere Plasmadichte verursacht die Zunahme des Sputterstroms  $I_{Mag}$  um 1,9 A von 10,6 A

## D. Zum Magnetronplasma

auf 12,5 A über den untersuchten Druckbereich, wodurch die Anzahl der aus der Targetoberfläche emittierten Sekundärelektronen steigt. Dies erklärt den größeren Anstieg von  $n_e$  mit  $p$  über dem Target im Vergleich zur Messung in der Quellenmitte.

Da die Druckvariation bei konstanter Sputterleistung durchgeführt wurde, stellt sich bei zunehmendem  $I_{Mag}$  eine niedrigere Sputterspannung  $U_{Mag}$  ein.  $U_{Mag}$  sinkt über den gesamten Druckbereich um 42 V von 283 V auf 241 V ab. Weil die Sekundärelektronen dadurch eine kleinere Beschleunigung im Kathodenfall erfahren, wurde eine mit steigendem  $p$  sinkende  $T_e$  von ungefähr 5 eV auf 3 eV über der Targetoberfläche gemessen (Abb. D.1). Eine weitere Ursache für die Abnahme von  $T_e$  ist der mit  $p$  zunehmende Energieverlust der Elektronen, welcher aus der größeren Stoßrate mit Arbeitsgasatomen resultiert [100, 101, 121]. Die  $T_e$ -Absenkung trat in der Quellenmitte nicht auf.  $T_e$  ist hier unabhängig von  $p$  und beträgt etwa 3,5 eV (Abb. D.1).

## D.2. Al-Atomeinspeiserate und -dichte

### D.2.1. Variation Prozessdruck

Die Abhängigkeit der Al-Atomeinspeiserate  $R$  vom Prozessdruck  $p$  wurde für 0,36 Pa, 1 Pa und 3,3 Pa bei  $P_{Mag} = 5$  kW, unter Einfluss des Spulenmagnetfeldes, ermittelt. Bei 1 Pa zeichnet sich ein Optimum mit  $R \approx 3,9 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s ab (Abb. D.2(a)). Oberhalb bewirkt die größere Dichte  $n_{Ar}$  der Ar-Atome wahrscheinlich eine stärkere Streuung und damit Redeposition der gesputterten Al-Atome auf dem Target oder den Kammerwänden [65]. Größere  $n_{Ar}$  führen außerdem zu gesteigerten Elektronendichten  $n_e$  (s.o.) bzw. Sputterströmen  $I_{Mag}$ . Bei konstanter Leistung hat dies geringere Sputterspannungen  $U_{Mag}$  (Abb. D.2(a)) und so kleinere Sputterausbeuten  $Y$  zur Folge, welche in der Abnahme von  $R$  resultieren [101]. Bei verminderter Ar-Atomdichte  $n_{Ar}$ , unterhalb 1 Pa, dominiert offenbar das Verhalten der Sputterrate. Diese sinkt durch den abnehmenden Sputterstrom  $I_{Mag}$  ab (Abb. D.2(a)).

### D.2.2. Einfluss Spulenmagnetfeldstärke

Die bei  $P_{Mag} = 5$  kW bestimmte Al-Atomeinspeiserate  $R$  weist für die SS-Paarungen 135 A / 150 A, 160 A / 175 A und 183 A / 198 A jeweils fast identische Werte von etwa  $3,9 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s auf und ist damit unabhängig von der Spulenmagnetfeldstärke (Abb. D.2(b)).

Unter gleichen Umständen wurde die Al-Atomdichte  $n_{Al}$  durch OES ermittelt. Für die Sichtlinie über dem Target und durch den Quellenmittelpunkt ist  $n_{Al}$  innerhalb der Messunsicherheit ebenfalls unabhängig vom untersuchten SS-Paarungsbereich und zeigt Werte von ungefähr  $3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. D.2(b)). Die anhand der OES ermittelte  $n_{Al}$  bestätigt so das Verhalten der Al-Atomeinspeiserate  $R$ .

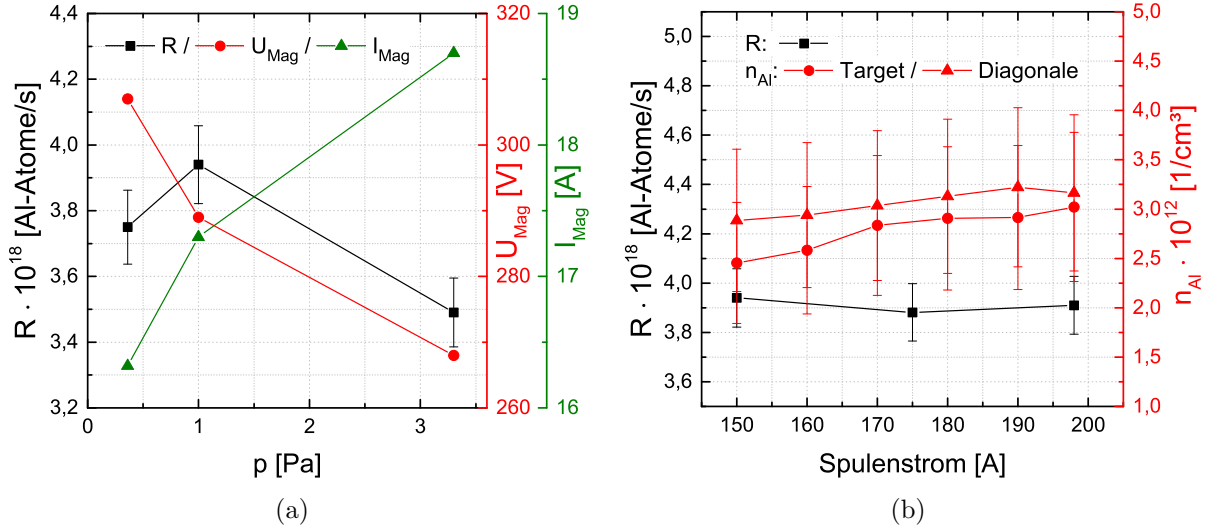


Abbildung D.2.: (a) Al-Atomeinspeiserate  $R$ , Sputterspannung  $U_{Mag}$  und -strom  $I_{Mag}$  als Funktion des Prozessdrucks  $p$ .  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, Ar. (b)  $R$  und Al-Atomdichte  $n_{Al}$  in Abhängigkeit der SS-Paarung. Gezeigt ist der Strom der Spule auf der MW-Einspeiseseite, wobei der extraktionsseitige Strom immer 15 A niedriger gewählt wurde.  $P_{Mag} = 5 \text{ kW}$ ,  $p = 1 \text{ Pa}$ , Ar.

Mit steigender SS-Paarung ist für beide Sichtlinien ein flacher Anstieg von  $n_{Al}$  zu erkennen. Die Erhöhung beträgt im Mittel 15%. Sie resultiert aus der mit zunehmendem SS abnehmenden  $n_e$  in der Quelle (Abschn. 5.1.2). Denn geringere Plasmadichten ziehen bei konstanter Leistung höhere  $U_{Mag}$  nach sich, welche sich schließlich durch größere  $Y$  in der Steigerung von  $n_{Al}$  bemerkbar machen. Die  $U_{Mag} / I_{Mag}$ -Werte betragen geordnet nach aufsteigender SS-Paarung: 277 V / 18,04 A, 292 V / 17,14 A, 307 V / 16,3 A.

### D.2.3. Al-Beschichtungsrate – 2d Verteilung

Um die zweidimensional orts aufgelöste Al-Beschichtungsrate  $r_c$  zu bestimmen, musste ohne Spulenmagnetfeld gearbeitet werden. Andernfalls führten Bogenentladungen zwischen den beschichteten Gläsern und der Kathode zum Schmelzen bzw. Abplatzen der aufgetragenen Al-Schicht aufgrund lokaler Überhitzung.



### D. Zum Magnetronplasma

Die auf den Umfang der Glasanordnung bezogene Beschichtungsrate  $r_c$  weicht an jedem Ort  $z$  entlang der Rotationsachse um ungefähr 2 % vom Mittelwert ab (Abb. D.3). Das bedeutet, dass das Zylindermagnetron für alle Raumwinkel eine gleichmäßige Al-Atomeinspeisung gewährleistet. In der Targetebene ist  $r_c$  am größten und beträgt 10,7 nm/s bei  $P_{Mag} = 5$  kW. Im Mittel ergibt sich  $r_c \approx 7$  nm/s. Dies entspricht einer integralen Al-Atomeinspeiserate  $R$  von etwa  $1,4 \cdot 10^{19}$  Al-Atome/s, welche sich aus der aufgespannten Fläche der Gläser über das Volumen und die Dichte ( $2,7 \text{ g/cm}^3$ , angenommen) der darauf abgeschiedenen Al-Schicht berechnet. Damit ist die anhand der Al-Schichtdicke ermittelte Einspeiserate  $R$  um mehr als eine halbe Größenordnung höher als die aus der Gewichts-differenz der Ringsubstrate bestimmte Einspeiserate. Die Abweichungen resultieren vor allem aus der größeren Aufnahme-fläche der Glassubstrat-Anordnung und dem geringeren Abstand zum Al-Target im Vergleich zu den Ringsubstraten (Abb. 3.11).

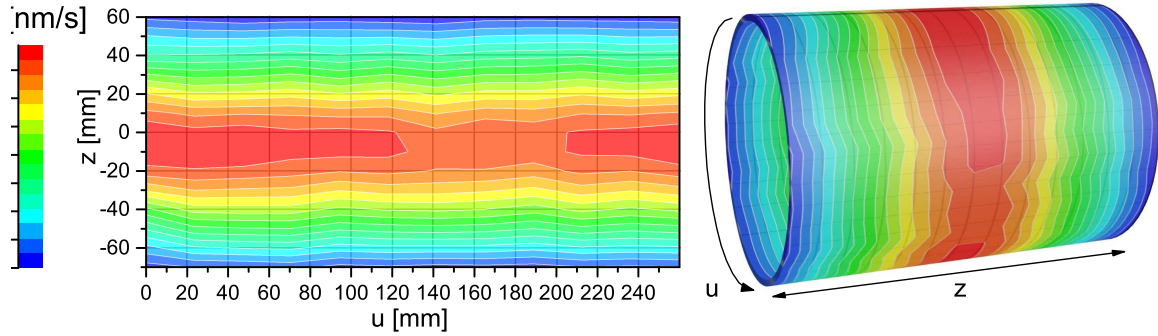


Abbildung D.3.: 2d orts aufgelöste Beschichtungsrate  $r_c$  und deren Projektion (rechts) auf die rotationssymmetrische Anordnung der Glassubstrate innerhalb des Testrezipienten.  $z / u$  – Koordinate entlang Rotationsachse / Umfang.  $P_{Mag} = 5$  kW,  $p = 1$  Pa, Ar.

## D.3. Magnetron Strom-Spannungskennlinie

Die Strom-Spannungskennlinie der Magnetronentladung wurde für unterschiedliche Erosionstiefen des Al-Targets jeweils ohne und mit Spulenmagnetfeld bzw. Minimum- $B$ -Struktur im leistungsgeregelten Modus der Spannungsversorgung ohne Mikrowelleneinspeisung aufgenommen. Bei geringer Erosionstiefe von 1,6 mm ist die für ein Magnetron typische Kennlinie im abnormalen Glimmregime mit Steigerung des Sputterstroms  $I_{Mag}$  bei Erhöhung



der Sputterspannung  $U_{Mag}$  zu beobachten (Abb. D.4, [122]). Deren Verlauf kann anhand der empirischen Beziehung

$$I_{Mag} = k \cdot (U_{mag})^m \quad (D.1)$$

beschrieben werden, wobei  $k$  einer vom Versuchsaufbau abhängigen Konstante entspricht. Der Exponent  $m$  ist normalerweise positiv und beträgt 2...20. Durch Zuschaltung des Spulenmagnetfeldes erhöht sich die Plasmadichte, aufgrund des verbesserten Ladungsträgereinschlusses. Dies hat, bei konstanter Leistung, um etwa 20 V geringere  $U_{Mag}$  und um knapp 1 A höhere  $I_{Mag}$  zur Folge (Abb. D.4). Die Kennlinie wird somit steiler und  $m$  nimmt zu [123, 124].

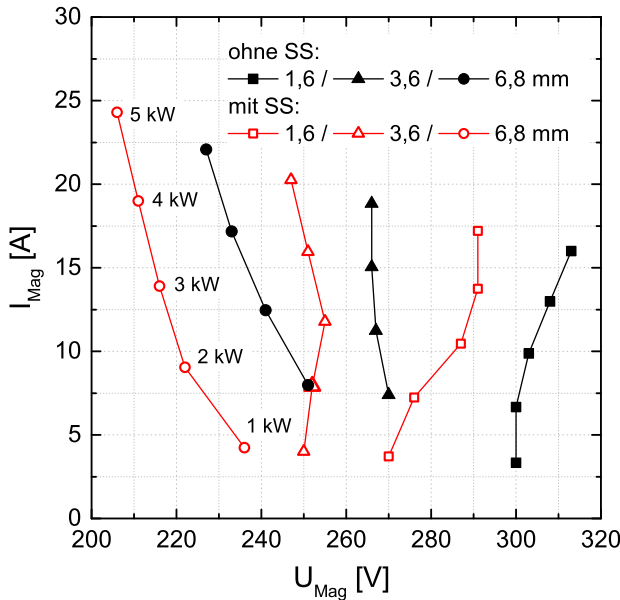


Abbildung D.4.:

Entwicklung der Strom-Spannungskennlinie der Magnetronentladung mit fortschreitender Tiefe des Target-erosionsgrabens ohne und mit Spulenstrom (SS) bzw. Spulenmagnetfeld. SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 1$  Pa, Ar.

Ab einer Grabentiefe von 3,6 mm treten Kennlinien mit negativem  $m$  auf, welche sich durch sinkende  $U_{Mag}$  bei steigendem  $I_{Mag}$  (bzw.  $P_{Mag}$ ) auszeichnen;  $m$  nimmt mit fortschreitender Erosion größere negative Werte an (Abb. D.4). Dies wurde ebenfalls für den Stromregelungsmodus der Spannungsversorgung<sup>1</sup> gefunden. Ein solches Verhalten ist bisher nicht dokumentiert und untypisch für Magnetronentladungen. Da die „negative“ Strom-Spannungskennlinie ebenfalls für alternative Spannungsversorgungen (*MDXII 15 kW*, Advanced Energy und *DSQ 1000/50/20*, Thüringer Leistungselektronik Union GmbH) nachgewiesen und auch ohne Spulenmagnetfeld beobachtet wurde, muss deren Ursprung in der besonderen Geometrie des Zylindertargets und Erosionsgrabens liegen.

<sup>1</sup>Spannungsgeregelt konnte das Plasma nicht stabil betrieben werden.

#### D. Zum Magnetronplasma

Beim Übergang zu höheren  $P_{Mag}$  steigt die Plasmadichte vor dem Target bzw.  $I_{Mag}$  offenbar so stark an, dass es ausreichend ist, die Entladung bei immer niedrigerer Spannung – also geringeren Elektronen- und Ionenenergien – zu betreiben. Im Gegensatz zu konventionellen, planaren Magnetronkonfigurationen resultiert die untypisch starke Sputterstromsteigerung wahrscheinlich aus...

- ...der doppelten bis eine Größenordnung höheren magnetischen Flussdichte an der Targetoberfläche (Vgl. Abb. 3.5(b) und [44, 103]), durch welche ein verbesserter Sekundärelektroneneinschluss erreicht wird [125, 126].
- ...der mit  $P_{Mag}$  zunehmenden Plasmaausdehnung im Erosionsgraben. Diese Hypothese wurde durch den optischen Eindruck der Plasmaemission bestätigt. Damit geht wahrscheinlich die Erhöhung der Fläche einher, von welcher Sekundärelektronen emittiert werden, wodurch  $I_{Mag}$  überproportional gesteigert wird.
- ...dem bei hohen Plasmadichten an Bedeutung gewinnenden Selbstsputterprozess des Al ( $Al^+ \rightarrow Al$ , [127, 128]). Die gesputterten Al-Atome weisen zudem eine kleinere Ionisationsenergie als die Ar-Atome auf ( $5,99\text{ eV (Al)} < 15,76\text{ eV (Ar)}$  [83]), wodurch bei geringeren  $U_{Mag}$  (bzw. niedrigeren  $T_e$ ) gearbeitet werden kann.
- ...dem hohen Aspektverhältnis von Grabentiefe zu -breite. Der dadurch effektivere Hohlkathodeneffekt führt zur Steigerung der Plasmadichte vor dem Target [124].
- ...dem ringförmigen Plasmatorus mit homogenem Magnetfeld vor dem Target. Es treten keine Verluste durch erzwungene Richtungsänderungen der Elektronen bei ihrem Umlauf auf, wie sie durch planare Geometrien verursacht werden [129].
- ...der invertierten Zylindergeometrie. Durch diese wirken gegenüberliegende Targetoberflächen wie elektrische Spiegel auf quer zu den Magnetfeldlinien driftende Elektronen, womit deren Verluste reduziert werden [109].

Die stetige Verschiebung der Strom-Spannungskennlinie mit der Targeterosion in Richtung niedrigerer  $U_{Mag}$  und höherer  $I_{Mag}$  (Abb. D.4) kommt durch die ansteigende magnetische Flussdichte an der Targetoberfläche zustande. Durch den zunehmend effektiveren Elektroneneinschluss vergrößert sich  $I_{Mag}$ , während  $U_{Mag}$  aufgrund konstant geregelter  $P_{Mag}$  reduziert wird.

## E. Zum Magnetron-ECR-Plasma

### E.1. Elektronendichte/-temperatur – Prozessdruck

Mithilfe der DLS wurde die Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  des MECRIS Plasmas in Abhängigkeit des Prozessdrucks  $p$  im Bereich 0,012...0,02 Pa, mit Argon als Arbeitsgas, bestimmt. Im Quellenzentrum nimmt  $n_e$  von rund  $7 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf etwa  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  mit  $p$  zu. 20 mm über der Targetoberfläche steigt  $n_e$  bei über einer halben Größenordnung niedrigeren Werten ebenfalls gering mit  $p$  an – von ca.  $1,8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  auf  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (Abb. E.1(a)). Harkewicz et al. sowie Kato und Ishii [19, 21] beobachteten ebenso, dass sich  $n_e$  mit  $p$  im ECR-Sputterplasma erhöht.

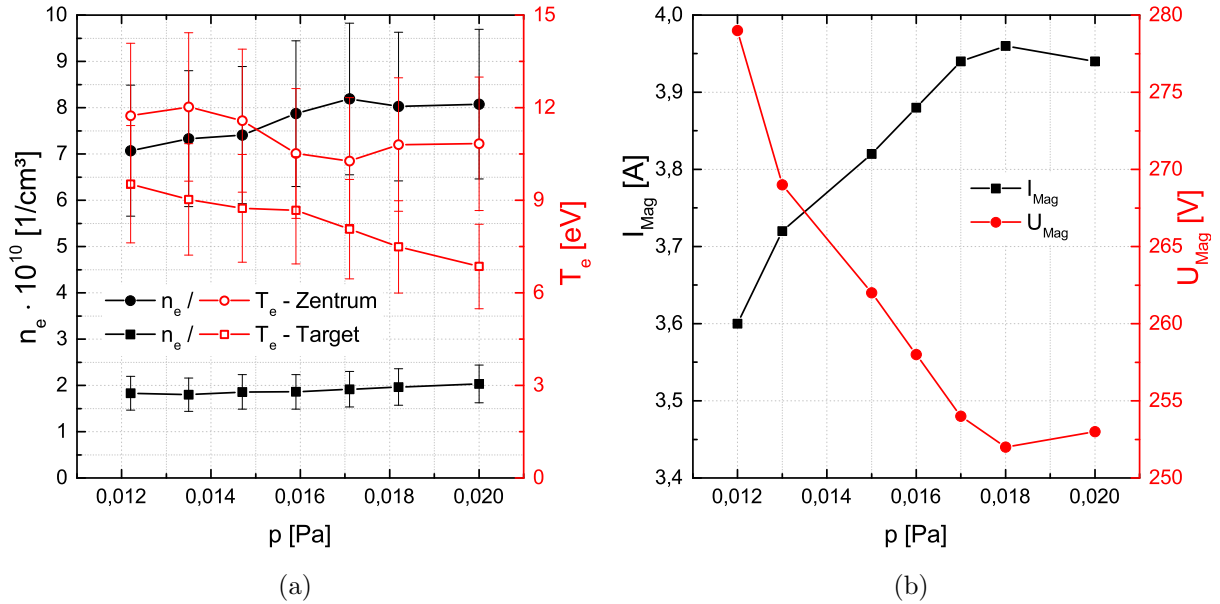


Abbildung E.1.: Einfluss des Prozessdrucks  $p$  auf die Elektronendichte  $n_e$  und -temperatur  $T_e$  (a) sowie den Sputterstrom  $I_{\text{Mag}}$  und die -spannung  $U_{\text{Mag}}$  (b) des MECRIS-Plasmas. DLS-Messung im Quellenzentrum bei  $P(r = 29 \text{ mm}, z = 59 \text{ mm}) = P^*$  und 20 mm über der Targetoberfläche.  $P_{\text{Mag}} = P_\mu = 1 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, Ar.

## E. Zum Magnetron-ECR-Plasma

Aufgrund der mit  $p$  zunehmenden Plasmadichte kommt es gleichzeitig zur Steigerung des Sputterstroms  $I_{Mag}$  von 3,6 A auf 3,95 A (Abb. E.1(b), [25]). Bei konstanter Sputterleistung  $P_{Mag}$  hat der Anstieg von  $I_{Mag}$  die Abnahme der Sputterspannung  $U_{Mag}$  von 279 V auf 253 V zur Folge (Abb. E.1(b)). Dadurch sinkt  $T_e$  bei erhöhtem  $p$  ab – im Quellenzentrum von 11,7 eV auf 10,8 eV und über dem Target von ungefähr 9 eV auf 7 eV (Abb. E.1(a)). Poluektov et al. [29] berichteten ebenfalls, dass sich eine  $T_e$ -Verringerung durch Erhöhung von  $p$  im ECR-gestützten Al-Sputterplasma einstellt.

Ein ähnliches Verhalten von  $n_e$  und  $T_e$ , unter Variation von  $p$ , wurde für das alleinige Magnetronplasma (ohne MW-Einspeisung) gefunden und diskutiert (Anhang D.1).

## E.2. Aluminium-Atomeinspeiserate

Die orts aufgelöste Aluminium-Atomeinspeiserate  $R_i$  ist unter Standardbedingungen ( $P_{Mag} = P_\mu = 1$  kW, SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02$  Pa) nahezu unabhängig vom Arbeitsgas Ar oder Ne. Sie ist über dem Target am größten und fällt in Richtung der MW-Einspeise- und Ionenextraktionsseite ab. Für Ne werden geringfügig höhere  $R_i$ -Maximalwerte von ca.  $8,8 \cdot 10^{16}$  Al-Atome/s erzielt als für Ar mit rund  $8,3 \cdot 10^{16}$  Al-Atome/s (Abb. E.2).

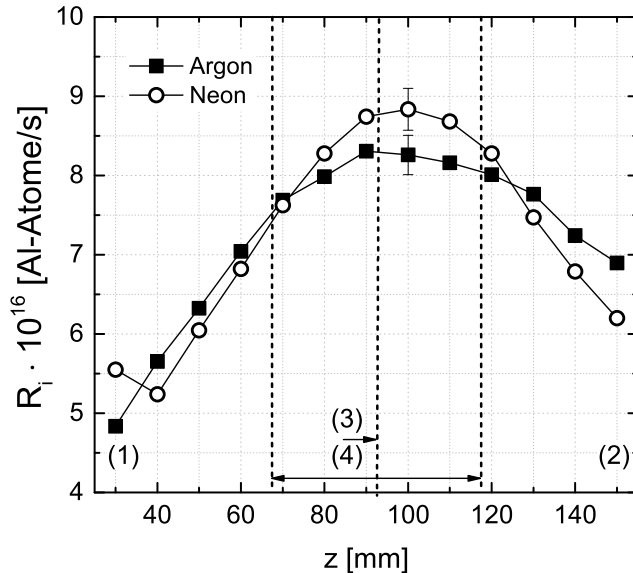


Abbildung E.2.:

Orts aufgelöste Al-Einspeiserate  $R_i$  des MECRIS-Plasmas entlang der Quellenachse  $z$  für die Arbeitsgase Ar und Ne. (1)/(2) MW-Einspeise- bzw. Extraktionsseite, (3) Targetmittellinie bei  $z = 92,5$  mm, (4) Targetbreite 50 mm.  $P_{Mag} = P_\mu = 1$  kW, SS-Paarung 135 A / 150 A,  $p = 0,02$  Pa.

Aus den ermittelten  $R_i$  ergibt sich für beide Gase eine integrale Al-Atomeinspeiserate  $R$  von rund  $1 \cdot 10^{18}$  Al-Atome/s. Aufgrund des gegenüber dem alleinigen Magnetronplasma nicht zu vernachlässigenden  $Al^+$ -Ionenanteils des MECRIS-Plasmas, muss die hier bestimmte

Einspeiserate  $R$  vielmehr als Erzeugungsrate von Al-Atomen und  $\text{Al}^+$ -Ionen verstanden werden.

Durch die entlang der Rotationsachse angeordneten Ringsubstrate kommt es zur Behinderung der Mikrowellenausbreitung in der Quelle. Dies hat hohe reflektierte Mikrowellenleistungen zwischen 300...450 W sowie Prozessschwankungen und das Zünden eines parasitären Plasmas im Hohlleiter zur Folge. Daher wurden keine weiteren Untersuchungen zur Atom-einspeiserate  $R_i$  und  $R$  unternommen.

### E.3. $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom – Prozessdruck

Der  $\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Al}^+}$  weist in dem Bereich  $p = 2,7...5,6 \cdot 10^{-3}$  Pa keine signifikante Abhängigkeit von dem Prozessdruck  $p$  auf und nimmt im Mittel einen Wert von rund  $18 \mu\text{A}$  an (Abb. E.3). Höhere  $p$  wurden aufgrund vermehrter Überschlüge zwischen den Elektroden der Extraktionseinheit nicht untersucht. Bei  $p = 4,7 \cdot 10^{-3}$  Pa traten zudem Plasmainstabilitäten auf, welche in niedrigeren  $I_{\text{Al}^+}$  resultierten.

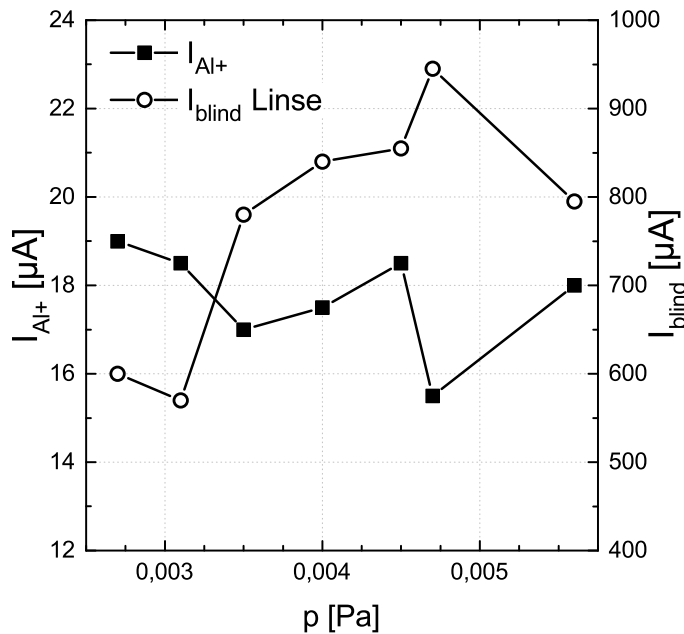


Abbildung E.3.:

$\text{Al}^+$ -Ionenextraktionsstrom  $I_{\text{Al}^+}$  und Blindstrom  $I_{\text{blind}}$  der Linsenelektrode in Abhängigkeit des Prozessdrucks  $p$ .  $P_{\text{Mag}} = 5 \text{ kW}$ ,  $P_{\mu} = 0,5 \text{ kW}$ , SS-Paarung 135 A / 150 A, Ar,  $U_{\text{ex}} = 20 \text{ kV}$ ,  $U_1 = -0,5 \text{ kV}$ ,  $d_A = 5 \text{ mm}$ ,  $d = 13 \text{ mm}$ .

Das Verhalten des Blindstroms  $I_{\text{blind}}$  der Linsenelektrode korreliert mit der  $I_{\text{Al}^+}$ -Änderung. Dies suggeriert, dass der extrahierte Ionenstrahl die Linsenelektrode berührt. Mit vergrößertem  $p$  ist außerdem ein Trend in Richtung höherer  $I_{\text{blind}}$  von etwa  $0,6 \text{ mA}$  auf  $0,8 \text{ mA}$  zu beobachten (Abb. E.3). Wahrscheinlich ist dies eine Folge der Divergenzerhöhung des Ionenstrahls. Sie wird durch die mit  $p$  ansteigende Plasmadichte (Abschn. E.1) und damit zunehmend konvexe Krümmung des Plasmameniskus hervorgerufen.



# Wissenschaftliche Publikationen

**Begutachtete Publikationen**, die den Inhalt dieser Dissertation betreffen:

- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. PHILIPP: *A hybrid electron cyclotron resonance metal ion source with integrated sputter magnetron for the production of an intense  $Al^+$  ion beam*, Review of Scientific Instruments 86 (9), Art. 093301, 2015
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *An inverted cylindrical sputter magnetron as metal vapor supply for electron cyclotron resonance ion sources*, Review of Scientific Instruments 85 (5), Art. 053301, 2014
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *IMALION – creation and low energy transportation of a milliampere metal ion beam*, Proceedings of IPAC 2014, 5th International Particle Accelerator Conference, 2014, Dresden, Deutschland

**Konferenzbeiträge**, die den Inhalt dieser Dissertation betreffen:

- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER UND A. PHILIPP: *MECRIS – Eine neue Hybrid-Metallionenquelle für die Großflächen-implantation*, V2015, Workshop Dünnschicht-Technologie für Energiesysteme, 2015, Dresden, Deutschland (Vortrag)
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. PHILIPP: *A novel magnetron sputtering ECR ion source – an emerging tool for the production of high current metal ion beams and large area surface processing*, SVC TechCon, 2015, Santa Clara, Kalifornien, USA (Vortrag)
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *Plasma diagnostics of a hybrid sputter magnetron ECR metal ion source*, Vision Flat, Workshop Fraunhofer FEP, 2014, Dresden, Deutschland (Vortrag)

## Wissenschaftliche Publikationen

- G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, A. SILZE, T. WEICHSEL, U. HARTUNG, AND T. KOPTE: *An ECR ion source with an integrated sputtering magnetron for generating high-current broad-beam metal ion beams*, Vision Flat, Workshop Fraunhofer FEP, 2014, Dresden, Deutschland (Vortrag)
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *An inverted cylindrical sputter magnetron as metal vapor supply for electron cyclotron resonance ion sources*, PSE 2014, 14th International Conference on Plasma Surface Engineering, 2014, Garmisch-Partenkirchen, Deutschland (Poster)
- M. KRELLER, A. SILZE, G. ZSCHORNACK, T. WEICHSEL, U. HARTUNG, AND T. KOPTE: *An ECR ion source with integrated sputter magnetron for metal ion beam generation and large area implantation*, ECRIS 2014, 21st International Workshop on ECR Ion Sources, 2014, Nizhny Novgorod, Russland (Vortrag)
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *A sputter magnetron ECR ion source for large area metal ion beam surface irradiation and implantation*, ICCG10, International Conference on Coatings on Glass and Plastics, 2014, Dresden, Deutschland (Poster)
- T. WEICHSEL, U. HARTUNG, T. KOPTE, G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, AND A. SILZE: *IMALION – creation and low energy transportation of a milliampere metal ion beam*, IPAC 2014, 5th International Particle Accelerator Conference, 2014, Dresden, Deutschland (Poster)
- G. ZSCHORNACK, M. KRELLER, A. SILZE, T. WEICHSEL, U. HARTUNG UND T. KOPTE: *Hochstrom-ECR-Ionenquellen für großflächige Ionenimplantationstechnologien*, V2013, Workshop Dünnschicht-Technologie für Energiesysteme, 2013, Dresden, Deutschland (Vortrag)



# Literaturverzeichnis

- [1] C. Schmiga, H. Nagel, and J. Schmidt. 19 % efficient n-type Czochralski silicon solar cells with screen-printed aluminium-alloyed rear emitter. *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, 14(6):533–539, 2006.
- [2] K. Meyer, C. Schmiga, R. Jesswein, M. Dupke, J. Lossen, H.-J. Krokoszinski, M. Hermle, and S.W. Glunz. All screen-printed industrial n-type Czochralski silicon solar cells with aluminium rear emitter and selective front surface field. In *Photovoltaic Specialists Conference (PVSC), 2010 35th IEEE*, pages 003531–003535, June 2010.
- [3] S. Riegel, F. Mutter, T. Lauermann, B. Terheiden, and G. Hahn. Review on screen printed metallization on p-type silicon. *Energy Procedia*, 21:14 – 23, 2012. Proceedings of Third Metallization Workshop on Metallization for Crystalline Silicon Solar Cells, Charleroi, Belgium, 2011.
- [4] D.-H. Neuhaus and A. Münzer. Industrial Silicon Wafer Solar Cells. *Advances in OptoElectronics*, 2007(24521):15, 2007.
- [5] M. A. Kessler, T. Ohrdes, B. Wolpensinger, and N.-P. Harder. Charge carrier lifetime degradation in Cz silicon through the formation of a boron-rich layer during BBr<sub>3</sub> diffusion processes. *Semiconductor Science and Technology*, 25(5):055001, 2010.
- [6] S. W. Glunz, R. Preu, and D. Biro. 1.16 - Crystalline Silicon Solar Cells: State-of-the-Art and Future Developments. In Ali Sayigh, editor, *Comprehensive Renewable Energy*, pages 353 – 387. Elsevier, Oxford, 2012.
- [7] C.-C. Chen, C.-L. Lin, J.-W. Chien, Y.-T. Chen, Y.-J. Lin, F.-M. Huang, and H.-C. Wu. High Efficiency on Boron Emitter n-type Cz Silicon Bifacial Cells with Industrial Process. *Energy Procedia*, 38:416 – 422, 2013. Proceedings of the 3rd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics (SiliconPV 2013), Hamelin, Germany.
- [8] N. Bateman, P. Sullivan, C. Reichel, J. Benick, and M. Hermle. High quality ion implanted boron emitters in an interdigitated back contact solar cell with 20 % efficiency. *Energy Procedia*, 8:509 – 514, 2011. Proceedings of the SiliconPV 2011 Conference (1st International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics), Freiburg, Germany.

- [9] H. Hieslmair, L. Mandrell, I. Latchford, M. Chun, J. Sullivan, and B. Adibi. High throughput ion-implantation for silicon solar cells. *Energy Procedia*, 27:122 – 128, 2012. Proceedings of the 2nd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics SiliconPV 2012, Leuven, Belgium.
- [10] A. Rohatgi, D. L. Meier, B. McPherson, Y.-W. Ok, A. D. Upadhyaya, J.-H. Lai, and F. Zimbardi. High-throughput ion-implantation for low-cost high-efficiency silicon solar cells. *Energy Procedia*, 15:10 – 19, 2012. International Conference on Materials for Advanced Technologies 2011, Symposium O, Singapore.
- [11] A. Lanterne, S. Gall, Y. Veschetti, R. Cabal, M. Coig, F. Milesi, and A. Tauzin. High efficiency fully implanted and co-annealed bifacial n-type solar cells. *Energy Procedia*, 38:283 – 288, 2013. Proceedings of the 3rd International Conference on Crystalline Silicon Photovoltaics (SiliconPV 2013), Hamelin, Germany.
- [12] J. (B.-W.) Koo, B. Binns, T. Miller, S. Krause, W. Skinner, and J. Mullin. Solion ion source for high-efficiency, high-throughput solar cell manufacturing. *Review of Scientific Instruments*, 85(2):–, 2014.
- [13] T. Igo, T. Ikejiri, N. Miyamoto, and T. Yamashita. Development of medium current ion implanter IMPHEAT for SiC. *AIP Conference Proceedings*, 1321(1):388–391, 2011.
- [14] N. Miyamoto, T. Igo, T. Ikejiri, and T. Yamashita. Aluminum ion beam production for medium current implanter. *AIP Conference Proceedings*, 1321(1):384–387, 2011.
- [15] S. Sakai, N. Hamamoto, Y. Inouchi, S. Umisedo, and N. Miyamoto. Ion sources for ion implantation technology. *Review of Scientific Instruments*, 85(2), 2014.
- [16] R. Geller. ECRIS: The electron cyclotron resonance ion sources. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 40(1):15–44, 1990.
- [17] R. Geller. Electron cyclotron resonance sources: Historical review and future prospects (invited). *Review of Scientific Instruments*, 69(3):1302–1310, 1998.
- [18] C. Leitner, D. Lyneis. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Number ISBN:3-527-40410-4. Wiley-VCH Verl., 2nd edition, 2004.
- [19] R. Harkewicz, P. J. Billquist, J. P. Greene, Jr. J. A. Nolen, and R. C. Pardo. Ion plasma sputtering as a method of introducing solid material into an electron cyclotron resonance ion source. *Review of Scientific Instruments*, 66(4):2883–2887, 1995.
- [20] S. Sugiyama, Y. Kato, and S. Ishii. Production of multiply charged Si and Fe ions from solid materials by sputtering and evaporating methods in a 2.45 GHz ECR source. *Review of Scientific Instruments*, 73(2):542–544, 2002.

- [21] Y. Kato and S. Ishii. Sputtering-assisted production of multicharged boron ions from solid material in a 2.45 GHz electron cyclotron resonance source. *Review of Scientific Instruments*, 67(6):2171–2175, 1996.
- [22] R. Scott, R. Padro, and R. Vondrasek. Tests of a new axial sputtering technique in an ECRIS. *Proceedings of ECRIS2010*, 2010. Grenoble, France.
- [23] U. Helmersson, M. Lattemann, J. Bohlmark, A. P. Ehasarian, and J. T. Gudmundsson. Ionized physical vapor deposition (iPVD): A review of technology and applications. *Thin Solid Films*, 513(1-2):1 – 24, 2006.
- [24] C. Takahashi, M. Kiuchi, T. Ono, and S. Matsuo. An electron cyclotron resonance plasma deposition technique employing magnetron mode sputtering. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 6(4):2348–2352, 1988.
- [25] Y. Yoshida. Microwave enhanced magnetron sputtering. *Review of Scientific Instruments*, 63(1):179–183, 1992.
- [26] J. Xu, X. Deng, J. Zhang, W. Lu, and T. Ma. Characterization of  $CN_x$  films prepared by twinned ECR plasma source enhanced DC magnetron sputtering. *Thin Solid Films*, 390(1–2):107 – 112, 2001. Proceedings of the 5th Asia-Pacific Conference on Plasma Science & Technology and the 13th Symposium on Plasma Science for Materials, Dalian, China, 2000.
- [27] A. Yonesu, S. Watashi, M. Yoshimi, and Y. Yamashiro. Microwave plasma-assisted ionization of sputtered aluminum atoms in DC magnetron sputtering. *Vacuum*, 80(7):671 – 674, 2006. Selected Papers revised from the Proceedings of the Eighth International Symposium on Sputtering and Plasma Processes (ISSP 2005), 8-10 June 2005, Kanazawa, Japan.
- [28] J. Hopwood and F. Qian. Mechanisms for highly ionized magnetron sputtering. *Journal of Applied Physics*, 78(2):758–765, 1995.
- [29] N. Poluektov, V. Kharchenko, and I. Usatov. Ionization of sputtered metal atoms in a microwave ECR plasma source. *Plasma Physics Reports*, 27:625–633, 2001.
- [30] R. Friedlein, D. K  chler, C. Zippe, G. Zschornack, and H. Tyrroff. Energy dispersive X-ray spectroscopy for ECR plasma diagnostics. *Hyperfine Interactions*, 99(1):225–234, 1996.
- [31] D. Leitner, J. Y. Benitez, C. M. Lyneis, D. S. Todd, T. Ropponen, J. Ropponen, H. Koivisto, and S. Gammino. Measurement of the high energy component of the X-ray spectra in the VENUS electron cyclotron resonance ion source. *Review of Scientific Instruments*, 79(3):–, 2008.
- [32] R. Geller. *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*. IOP Publishing Ltd, Bristol, United Kingdom, 1996.

- [33] A. J. Lichtenberg. *Phase-space Dynamics of Particles*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1969.
- [34] F. Jaeger, A. J. Lichtenberg, and M. A. Lieberman. Theory of electron cyclotron resonance heating. I. Short time and adiabatic effects. *Plasma Physics*, 14(12):1073, 1972.
- [35] Y. Jongen. *Proc. of the 6th International Conference on ECR Ion Sources*. Lawrence Berkeley National Laboratory, USA, 1985.
- [36] A. Girard, C. Pernot, G. Melin, and C. Lécot. Modeling of electron-cyclotron-resonance-heated plasmas. *Phys. Rev. E*, 62:1182–1189, Jul 2000.
- [37] F. F. Chen. *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer, New York, USA, 1984.
- [38] B. Liberman, R. Geller, and G. Melin. A model of electron heating for ECRIS. *Journal de Physique Colloques*, 50(C1):C1–739–C1–750, 1989.
- [39] V. P. Pastukhov. *Review of Plasma Physics*, volume 13. Springer Verl., New York, USA, 1987.
- [40] C. D. Child. Discharge from hot CaO. *Phys. Rev. (Series I)*, 32:492–511, May 1911.
- [41] I. Langmuir and K. T. Compton. Electrical discharges in gases part II. Fundamental phenomena in electrical discharges. *Rev. Mod. Phys.*, 3:191–257, Apr 1931.
- [42] D. Bohm. *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields*. National nuclear energy series: Electromagnetic Separation Project. McGraw-Hill, 1949.
- [43] I. G. Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Number ISBN:3-527-40410-4. Wiley-VCH Verl., Weinheim, Deutschland, 2 edition, 1989.
- [44] A. Anders. Localized heating of electrons in ionization zones: Going beyond the Penning-Thornton paradigm in magnetron sputtering. *Applied Physics Letters*, 105(24):–, 2014.
- [45] R. F. Bunshah. *Handbook of Deposition Technologies for Films and Coatings: Science, Technology, and Applications*. Materials science and process technology series. Noyes Publications, New York, USA, 1994.
- [46] B. M. DeKoven, P. R. Ward, R. E. Weiss, D. J. Christie, R. A. Scholl, W. D. Sproul, F. Tomasel, and A. Anders. Carbon thin film deposition using high power pulsed magnetron sputtering. pages 158–165, 2003.
- [47] S. Konstantinidis, J. P. Dauchot, M. Ganciu, A. Ricard, and M. Hecq. Influence of pulse duration on the plasma characteristics in high-power pulsed magnetron discharges. *Journal of Applied Physics*, 99(1):–, 2006.

- [48] B. Chapman. *Glow Discharge Processes: Sputtering and Plasma Etching*. Wiley-Interscience publication. Wiley, 1980.
- [49] N. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Shimizu, and H. Tawara. Energy dependence of the ion-induced sputtering yields of monatomic solids. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 31(1):1 – 80, 1984.
- [50] Y. Yamamura, N. Matsunami, and N. Itoh. Theoretical studies on an empirical formula for sputtering yield at normal incidence. *Radiation effects*, 71(1-2):65–86, 1983.
- [51] J. Lindhard and M. Scharff. Energy dissipation by ions in the keV region. *Physical Review*, 124(1):128–130, 1961.
- [52] R. Behrisch and K. Wittmaack. *Sputtering by particle bombardment III: characteristics of sputtered particles, technical applications*. Topics in applied physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991.
- [53] G. Kienel and K. Röhl. *Vakuumbeschichtung: Band 2: Verfahren und Anlagen*. Springer Verl., VDI Verl., Düsseldorf, Deutschland, 1997.
- [54] M. W. Thompson. II. The energy spectrum of ejected atoms during the high energy sputtering of gold. *Philosophical Magazine*, 18(152):377–414, 1968.
- [55] H. Oechsner. Energieverteilungen bei der Festkörperzerstäubung durch Ionenbeschuss. *Zeitschrift für Physik*, 238(5):433–451, 1970.
- [56] R. S. Freund, R. C. Wetzell, R. J. Shul, and T. R. Hayes. Cross-section measurements for electron-impact ionization of atoms. *Phys. Rev. A*, 41:3575–3595, 1990.
- [57] M. Wutz, H. Adam, and W. Walcher. *Handbuch Vakuumtechnik: Theorie und Praxis*. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1997.
- [58] M. Schmidt. A simple sputter yield calculator, [www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/sputteryield](http://www.iap.tuwien.ac.at/www/surface/sputteryield), 2015. TU Wien.
- [59] P. Kidd. A magnetically confined and electron cyclotron resonance heated plasma machine for coating and ion surface modification use. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 9(3):466–473, 1991.
- [60] D. Henke and R. Hentschel. An ECR ion source for ion implantation. *Review of Scientific Instruments*, 63(4):2538–2540, 1992.
- [61] P. Spädtke. *Computer Simulation of Extraction*, pages 41–60. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, Deutschland, 2005.

- [62] T. Weichsel, U. Hartung, T. Kopte, G. Zschornack, M. Kreller, and A. Silze. IMA-LION - creation and low energy transportation of a milliamper metal ion beam. *Proceedings of IPAC2014, Dresden, Germany*, 2014.
- [63] Y. Yamamura and H. Tawara. Energie dependence of ion-induced sputtering yields from monoatomic solids at normal incidence. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 62(2):149 – 253, 1996.
- [64] G. Wehner. Energieverteilung der von 2, 5, 10 und 15 keV He- und Ar-Ionen an Molybdän ausgelösten Elektronen. *Zeitschrift für Physik*, 193(3):439–442, 1966.
- [65] S. M. Rossnagel. Magnetron plasma diagnostics and processing implications. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 6(3):1821–1826, 1988.
- [66] S. M. Rossnagel. Deposition and redeposition in magnetrons. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 6(6):3049–3054, 1988.
- [67] R. Pintaske, T. Welzel, N. Kahl, M. Schaller, J. Hahn, and F. Richter. Process diagnostics during the deposition of cubic boron nitride. *Surface and Coatings Technology*, 90(3):275 – 284, 1997.
- [68] B. E. Cherrington. The use of electrostatic probes for plasma diagnostics - a review. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2(2):113–140, 1982.
- [69] E. O. Johnson and L. Malter. A floating double probe method for measurements in gas discharges. *Phys. Rev.*, 80:58–68, Oct 1950.
- [70] J. G. Laframboise. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless, Maxwellian plasma at rest. *University of Toronto, Institute for Aerospace Studies (UTIAS)*, Report number 100, 1966.
- [71] A. A. Sonin. Free-molecule Langmuir probe and its use in flow-field studies. *AIAA J.*, 4(9):1588, 1966.
- [72] R. M. Clements. Plasma diagnostics with electric probes. *Journal of Vacuum Science & Technology*, 15(2):193–198, 1978.
- [73] P. M. Chung, L. Talbot, and K. J. Touryan. *Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas: Theory and Application*. Springer Verl. Berlin Heidelberg, Deutschland, 1975.
- [74] V. I. Demidov, S. V. Ratynskaia, and K. Rypdal. Electric probes for plasmas: The link between theory and instrument. *Review of Scientific Instruments*, 73(10):3409–3439, 2002.

- [75] R. H. Huddleston and S. L. Leonard. *Plasma diagnostic techniques*. Pure and Applied Physics. Academic Press, 1965.
- [76] X.-M. Zhu and Y.-K. Pu. Optical emission spectroscopy in low-temperature plasmas containing argon and nitrogen: determination of the electron temperature and density by the line-ratio method. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(40):403001, 2010.
- [77] Y. M. Smirnov. Cross sections for aluminum atom excitation by electron impact. *OPTIKA I SPEKTROSKOPIYA*, 82(2):222–227, 1997.
- [78] J. B. Boffard, B. Chiaro, T. Weber, and C. C. Lin. Electron-impact excitation of argon: Optical emission cross sections in the range of 300-2500 nm. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 93(6):831–863, 2007.
- [79] T. Welzel, I. Dani, and F. Richter. Determination of radical densities by optical emission spectroscopy during the ECR plasma deposition of Si-C-N:H films using TMS as a precursor. *Plasma Sources Science and Technology*, 11(3):351, 2002.
- [80] J. B. Boffard, C. C. Lin, and C. A. DeJoseph Jr. Application of excitation cross sections to optical plasma diagnostics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 37(12):R143, 2004.
- [81] G. M. Turner, I. S. Falconer, B. W. James, and D. R. McKenzie. Monte carlo calculation of the thermalization of atoms sputtered from the cathode of a sputtering discharge. *Journal of Applied Physics*, 65(9):3671–3679, 1989.
- [82] G. Crolly and H. Oechsner. Comparative determination of the electron temperature in Ar-and N<sub>2</sub>-plasmas with electrostatic probes, optical emission spectroscopy OES and energy dispersive mass spectrometry EDMS. *EPJ Applied Physics*, 15(1):49–56, 2001.
- [83] A. Kramida, Y. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2013, December 3]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2013.
- [84] X.-M. Zhu and Y.-K. Pu. A simple collisional-radiative model for low-pressure argon-oxygen mixture discharges. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40(17):5202, 2007.
- [85] X.-M. Zhu and Y.-K. Pu. Using OES to determine electron temperature and density in low-pressure nitrogen and argon plasmas. *Plasma Sources Science and Technology*, 17(2):024002, 2008.
- [86] X.-M. Zhu, W.-C. Chen, J. Li, and Y.-K. Pu. Determining the electron temperature and the electron density by a simple collisional-radiative model of argon and xenon in low-pressure discharges. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42(2):025203, 2009.

- [87] J. T. Gudmundsson. Ionization mechanism in the high power impulse magnetron sputtering (HiPIMS) discharge. *Journal of Physics: Conference Series*, 100(8):082013, 2008.
- [88] I. M. Rusinov, I. Bozhinova, and A. B. Blagoev. Transport properties of ground-state aluminium atoms in hollow cathode gas discharge plasma. *Journal of Physics: Conference Series*, 63(1):012008, 2007.
- [89] J. Lu and M. J. Kushner. Effect of sputter heating in ionized metal physical vapor deposition reactors. *Journal of Applied Physics*, 87(10):7198–7207, 2000.
- [90] J. T. Gudmundsson. Notes on the electron excitation rate coefficients for argon and oxygen discharge. *Technical Report RH-21-2002*, 2002. University of Iceland.
- [91] K. Tao, D. Mao, and J. Hopwood. Ionized physical vapor deposition of titanium nitride: A global plasma model. *Journal of Applied Physics*, 91(7):4040–4048, 2002.
- [92] M. Matsuoka and K. Ono. Ion energy analysis for sputtering-type electron-cyclotron-resonance microwave plasma. *Journal of Applied Physics*, 64(10):5179–5182, 1988.
- [93] R. Mayol and F. Salvat. Total and transport cross sections for elastic scattering of electrons by atoms. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 65(1):55 – 154, 1997.
- [94] G. Shirkov and G. Zschornack. Simulation of ion confinement in an ECR ion source under electron injection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 95(4):527 – 532, 1995.
- [95] G. J. M. Hagelaar, K. Makasheva, L. Garrigues, and J.-P. Boeuf. Modelling of a dipolar microwave plasma sustained by electron cyclotron resonance. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 42(19):194019, 2009.
- [96] COMSOL Multiphysics®. *Plasma Module - Model Library Manual*, 2014. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
- [97] COMSOL Multiphysics®. *Plasma Module User’s Guide*, 2013. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
- [98] COMSOL Multiphysics®. *Introduction to Plasma Module*, 2014. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
- [99] F. Jimenez, S. D. Ekpe, and S. K. Dew. Modeling of low pressure magnetron plasma discharge. In *Proceedings of the COMSOL Conference*, Boston, USA, 2007.
- [100] S. M. Rossnagel and H. R. Kaufman. Langmuir probe characterization of magnetron operation. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 4(3):1822–1825, 1986.



- [101] L. Meng, R. Raju, R. Flauta, H. Shin, D. N. Ruzic, and D. B. Hayden. In situ plasma diagnostics study of a commercial high-power hollow cathode magnetron deposition tool. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 28(1):112–118, 2010.
- [102] K. Behringer. Diagnostics and modeling of ECRH microwave discharges. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 33(9):997–1028, 1991.
- [103] S. M. Rossnagel. Gas density reduction effects in magnetrons. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 6(1):19–24, 1988.
- [104] M. Misina, Y. Setsuhara, and S. Miyake. Electron cyclotron resonance plasma enhanced direct current sputtering discharge with magnetic-mirror plasma confinement. *Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 15(4):1922 – 1928, 1997.
- [105] V. Mironov, K. E. Stiebing, O. Hohn, L. Schmidt, H. Schmidt-Boecking, S. Runkel, A. Schempp, G. Shirkov, S. Biri, and L. Kenez. Influence of the biased electrode on the plasma potential in ECRIS. *Review of Scientific Instruments*, 73(2):623–625, 2002.
- [106] L. Kenez, S. Biri, J. Karacsony, A. Valek, T. Nakagawa, K. E. Stiebing, and V. Mironov. Diagnostic research of plasmas generated by a 14.5 GHz ECR ion source using Langmuir-probe. *Review of Scientific Instruments*, 73(2):617–619, 2002.
- [107] S. Gammino, L. Celona, G. Ciavola, F. Maimone, and D. Mascali. Review on high current 2.45 GHz electron cyclotron resonance sources. *Review of Scientific Instruments*, 81(2):–, 2010.
- [108] L. Fontaine and P. Louvet. Study of an ECR sputtering plasma source. *Plasma Sources Science and Technology*, 8(1):125, 1999.
- [109] M. Matsuoka and K. Ono. A new sputtering-type electron cyclotron resonance microwave plasma using an electric mirror and high-rate deposition. *Journal of Applied Physics*, 65(11):4403–4409, 1989.
- [110] S. M. Rossnagel and J. Hopwood. Magnetron sputter deposition with high levels of metal ionization. *Applied Physics Letters*, 63(24):3285–3287, 1993.
- [111] D. B. Hayden, D. R. Juliano, K. M. Green, D. N. Ruzic, C. A. Weiss, K. A. Ashtiani, and T. J. Licata. Characterization of magnetron-sputtered partially ionized aluminum deposition. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 16(2):624–627, 1998.
- [112] T. Nakagawa, Y. Higurashi, M. Kidera, T. Aihara, M. Kase, A. Goto, and Y. Yano. Effect of magnetic-field configuration on the beam intensity from electron cyclotron

- resonance ion source and RIKEN superconducting electron cyclotron resonance ion source. *Review of Scientific Instruments*, 77(3):–, 2006.
- [113] T. Weichsel, U. Hartung, T. Kopte, G. Zschornack, M. Kreller, and A. Philipp. A hybrid electron cyclotron resonance metal ion source with integrated sputter magnetron for the production of an intense Al<sup>+</sup> ion beam. *Review of Scientific Instruments*, 86(9):–, 2015.
  - [114] M. Dickson and J. Hopwood. Axially-resolved study of highly ionized physical vapor deposition. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 15(4):2307–2312, 1997.
  - [115] N. P. Poluektov, V. N. Kharchenko, and I. A. Kamyschov. Thermalization of sputtered aluminium atoms in an electron cyclotron resonance plasma source. *Plasma Sources Science & Technology*, 12(3):PII S0963–0252(03)63948–4, 2003.
  - [116] V. Heera, D. Panknin, and W. Skorupa. p-Type doping of SiC by high dose Al implantation - problems and progress. *Applied Surface Science*, 184(1-4):307 – 316, 2001. Proceedings of the European Materials Research Society 2001-Symposium F.
  - [117] Y. Inouchi, H. Tanaka, H. Inami, F. Fukumaru, and K. Matsunaga. High-current metal ion beam extraction from a multicusp ion source. *Review of Scientific Instruments*, 61(1):538–540, 1990.
  - [118] *COMSOL Multiphysics® Reference Manual*, 2013. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
  - [119] *COMSOL Multiphysics®. RF Module User’s Guide*, 2013. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
  - [120] *COMSOL Multiphysics®. Particle Tracing Module User’s Guide*, 2013. Vers. 4.4, COMSOL Inc., Burlington, MA, USA.
  - [121] R. Pintaske, T. Welzel, M. Schaller, N. Kahl, J. Hahn, and F. Richter. Spectroscopic studies of a magnetron sputtering discharge for boron nitride deposition. *Surface and Coatings Technology*, 99(3):266 – 273, 1998.
  - [122] S. M. Rossnagel and H. R. Kaufman. Current–voltage relations in magnetrons. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 6(2):223–229, 1988.
  - [123] S. M. Rossnagel and H. R. Kaufman. Charge transport in magnetrons. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 5(4):2276–2279, 1987.
  - [124] Z. Wang and S. A. Cohen. Hollow cathode magnetron. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 17(1):77–82, 1999.

- [125] J. A. Thornton. Magnetron sputtering: basic physics and application to cylindrical magnetrons. *J. Vac. Sci. Technol.*, 15, 1978.
- [126] J. Capek, M. Hala, O. Zabeida, J. E. Klemberg-Sapieha, and L. Martinu. Steady state discharge optimization in high-power impulse magnetron sputtering through the control of the magnetic field. *J. Appl. Phys.*, 111, 2012.
- [127] W. M. Posadowski and Z. J. Radzimski. Sustained self-sputtering using a direct current magnetron source. *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, 11(6):2980–2984, 1993.
- [128] A. Anders, J. Andersson, and A. Ehiasarian. High power impulse magnetron sputtering: Current-voltage-time characteristics indicate the onset of sustained self-sputtering. *Journal of Applied Physics*, 102(11):113303, 2007.
- [129] Q. H. Fan, L. Q. Zhou, and J. J. Gracio. A cross-corner effect in a rectangular sputtering magnetron. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 36:244, 2003.



# Danksagung

Diese Dissertation entstand im Rahmen des „IMALION“-Entwicklungsprojekts, welches durch finanzielle Mittel des Freistaates Sachsen sowie der Europäischen Union gefördert wurde (Fördernummer 100106678 und 100096350). An dieser Stelle möchte ich mich für das der Arbeit entgegengebrachte Engagement bedanken.

Mein Dank gilt vor allem PROF. DR. JÜRGEN FASSBENDER, Direktor des Instituts für Ionenstrahlphysik und Materialforschung am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, für die Begutachtung der Arbeit. Auch PROF. DR. ANDRZEJ WARCZAK, Dekan am Institut für Physik der Universität Krakau, möchte ich hiermit einen herzlichen Dank für die Bereitschaft zur Begutachtung dieser Arbeit aussprechen.

Ohne die persönliche Unterstützung, die fachliche Betreuung sowie die Hinweise zur Gestaltung der Dissertation und wissenschaftlichen Publikationen, durch PD DR. HABIL. GÜNTER ZSCHORNACK – Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf – wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Vielen lieben Dank!

Besonders danke ich DR. MARTIN KRELLER und DIPL.-ING. RALF BLÜTHNER für die angenehme und konstruktive Zusammenarbeit hinsichtlich des Ionenquellendesigns, des Beistands in experimentellen und technischen Fragestellungen sowie zahlreicher fachlicher Diskussionen.

Allen Kollegen des Fraunhofer-Instituts FEP und den Mitarbeitern der Dreebit GmbH, die zum Erfolg der Arbeit beigetragen haben, danke ich herzlichst. Hier sei vor allem DR. TORSTEN KOPTE, DR. ULLRICH HARTUNG und DR. ALEXANDRA PHILIPP für den Zuspruch und die Beteiligung an zahlreichen Publikationen gedankt. Die Charakterisierung der MECRIS wäre ohne die Langmuir-Sonden-Messtechnik (DIPL.-ING. MATTHIAS GITTNER), die Faraday-Cups (DR. M. KRELLER) und den Analyse magnet (DR. A. PHILIPP) nicht möglich gewesen.

Dankender Weise möchte ich die Mitarbeiter der Werkstätten der TU Dresden und des Fraunhofer-Instituts FEP erwähnen. Durch ihr stetiges Bemühen, um die zeitnahe Bearbeitung der Aufträge, wurde meine Arbeit sehr unterstützt.

Von ganzem Herzen danke ich meiner Familie für den Beistand und Rückhalt während der Promotionsphase.



# Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Die Arbeit wurde in den Jahren 2013-2015 am Fraunhofer-Institut für Organische Elektronik, Elektronenstrahl- und Plasmatechnik FEP, unter der wissenschaftlichen Betreuung durch PD Dr. habil. Günter Zschornack (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf und Technische Universität Dresden), angefertigt. Ich habe vorher kein anderes Promotionsverfahren eröffnet. Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden in der aktuell gültigen Fassung an.

TIM WEICHSEL